

востью, близкой к плотности воздуха, продолжительностью жизни от пик. секунд до десятков секунд и уд. энергии, доходящей до  $10^8$ – $10^7$  Дж/г. Шаровые молнии даже вне грозовых облаков встречаются в облаках в 100 раз чаще, чем вблизи земли. Отмечались шаровые молнии, возникавшие в экранированных объемах. Удовлетворительной теории происхождения шаровой молнии пока нет.

Воздействию на облака, можно заметить их электрич. состояние (рис. 4), меняя условия электриза-

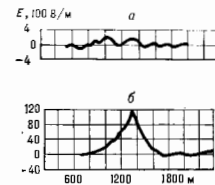


Рис. 4. Напряженность электрического поля  $E$  над мощным гучевым облаком до (а) и через 5 мин после (б) воздействия сухой углекислотой.

при частиц в них. Быстро ввод 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 вызвали такие разряды.

От и. Э. Ма. Когда у поверхности Земли  $E$  превышает 500–1000 В/м, начинается электрич. разряд с острых, вытянутых предметов (трава, деревья, линии электропередач, мачт, труб и т. д.), сопровождаемый характерным шумом; при дальнейшем усилении ноли разряд становится видимым, иногда довольно ярким, с переходом в коронную форму. Отт электрич. короны в атмосфере часто наз. огнём св. Эльма, он особенно силен в горах и на море. На олов. высоких сооружениях (телевыи, мачты и т. п.) ток короны может превышать 10 мА. При ноде самолёта в облаках нередко происходит его зарядке благодаря контактнм процессам и появление на заостренных концах проводов, к-рые могут превышать 10 мА при потенциалах  $>10^6$  В, создавая существ. помехи радиосвязи.

Исследования А. э. позволяют выяснить природу электрич. процессов в атмосфере, в частности приписать глобалнх вариаций электрич. полей и ион. предсказать последствия антропогенной деятельности на электрич. состояние атмосферы. Данные об унитарнх вариациях электрич. поля могут стать основой для решения многих проблем существования и механизмов солнечно-атмосфернх связей. Сведения об электрич. состоянии атмосферы позволяют оценить бол. влияние его факторов, снизить вредное, а иногда и опасное воздействие на линии электропередач, связи, открытые разработки, аниацию, высотные сооружения и т. д.

Лит.: Иммигров И. М., Чубария К. В., Электричество облаков, Л., 1971; Юман Я. М., Молнии, пер. с англ., М., 1972; Чалмерс Р. Д., Атмосферное электричество, пер. с англ., Л., 1974; Мучник В. М., Физика гроз, Л., 1974; Мучник В. М., Фишман В. Е., Электризация грубодисперсных аэрозолей в атмосфере, Л., 1982; Ткач Е. И., Атмосферное электричество, 2-е изд., т. 1–2, Издатель, 1970–73; Lightning, ed. by R. H. Golde, v. 1–2, L.—N.Y., 1977.

И. М. Иммигров

**АТМОСФЕРНЫЙ ВОЛНОВОД** — 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. выявляется в результате образования т. в. инверсионного слоя с аномальным распределением темп-ры, влажности, а следовательно, и показателя преломления по вертикали. Как правило,

А. в. возникает 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. возникает вблизи морской поверхности в условиях натекания на неё сухого воздуха. Напр., оптич. мираж есть ирреальное волнового механизма распространения света в атмосфере Земли. Как и в обычном волноводе, в А. в. распространяются волны, длина волн к-рых меньше критич. значения  $\lambda_{кр}$ . Величина  $\lambda_{кр}$  связана с толщиной А. в.  $h_0$  приближенными соотношением  $\lambda_{кр} \sim 0,085 h_0^{3/2}$ ,  $\lambda_{кр}$  в см,  $h_0$  в м. А. в. образуются напр. 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 вертикальна, 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 связан с ним функцией  $M = (n_{мод.} - 1) \cdot 10^6$ , наз.  $M$ -профилем. Приземный А. в. простирается от поверхности Земли до иск-рой высоты  $z_m$ , где функция  $M$  принимает наибольшее значение. Приподнятый А. в. проходит над поверхностью Земли и сосредоточен в окрестности максимума  $M$ -профиля.

Лит.: Аренберг А. Г., Распространение дециметровых и сантиметровых волн, М., 1957; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, 2-е изд., М., 1973. В. П. Уралов.

**АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗД** — см. *Звёздные атмосферы*.

**АТОМ** — 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 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 новов к символу А. добавляют индекс справа сверху, напр.  $N^+$ ,  $N^{2+}$  (или  $N^{+1}$ ),  $O^{2-}$  — однократно и двукратно ионизированные А. азота (иодозит. иона), двукратно отрицат. ион кислорода.

Нейтральный А. элемента и ионы А. др. элементов с тем же числом электронов образуют изотопнейтральный ряд (напр., *Водородоподобные атомы*). Членам изотопнейтрального 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<sup>2</sup>, объём  $\sim 10^{-24}$  см<sup>3</sup>.

В теории атома Бора (см. *Атомная физика*) радиус простейшего А — А, водорода — имеет точно определенный и равняется радиусу наименьшей возможной круговой орбиты:  $a \approx 0,53 \cdot 10^{-8}$  см (точнее,  $0,52917 \times 10^{-8}$  см). Эта величина оказывается удобной 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 электронами оболочками учитывают его конечные размеры.

Масса А определяется в осн. массой его ядра и возрастает пропорционально массовому числу А, т. е. общему числу протонов и нейтронов — числу нуклонов в ядре (ядро содержит Z протонов и А — 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 приближенно считать, что в системе координат, связанной с А, движутся только электроны, а ядро покоится. Учет движения ядра относительно общего центра тяжести ядра и электронов приводит в теории А, лишь к малым поправкам (см. *Изотопический сдвиг*).

Обычно массу А, М выражают в атомных единицах массы (относит. масса А, см. *Атомная масса*). Наиб. точные значения М получаются методами *масс-спектрокопии*.

Масса А, не равна в точности сумме масс ядра и электронов, а меньше ее на величину *дефекта масс*, дефект масс для легких А, значительно меньше массы электрона, растёт с увеличением Z, но не превышает массы электрона даже для самых тяжелых А. А характеризуется половиной энергии, выделяющейся при его образовании из ядра и электронов, — т. е. энергией связи, равной сумме энергий, необходимых для последоват. отрыва от ядра всех Z электронов. Полный энергия быстро возрастает с увеличением Z. Для тяжелых А, она составляет неск. сотен кэВ (напр., для А, урана она  $\approx 400$  кэВ).

Внутренняя энергия А, — его осн. характеристика, является квантовой системой, его внутр. энергия квантуется — принимает дискретный (прерывистый) 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 ними 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  $\epsilon_{\infty}$ , соответствующей отрыву электрона. Выше границы ионизации лежит непрерывный энергетич. спектр. Разность энергий  $\epsilon_{\infty} - \epsilon_1$  есть энергия ионизации А. Схема уровней энергии водородоподобных ионов  $He^+$ ,  $Li^{2+}$ , ... отличается от приве-

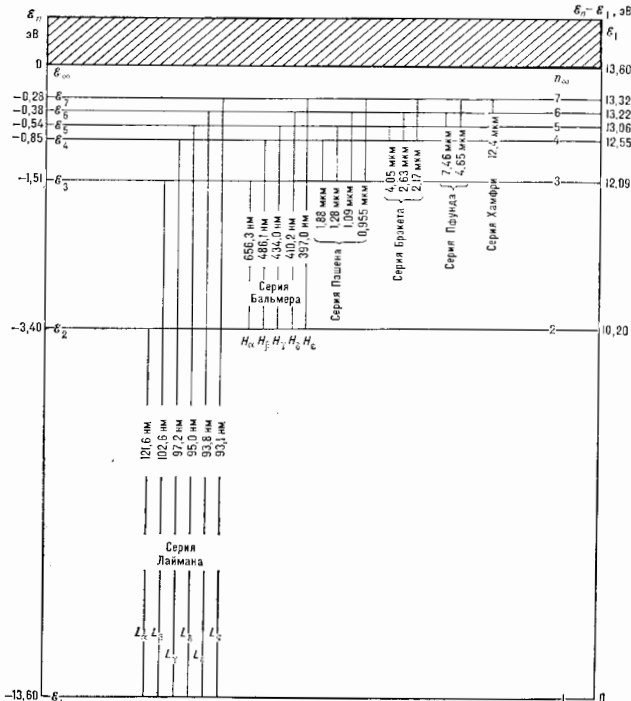


Рис. 1. Уровни энергии  $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_{\infty}$  А, водорода и квантовые переходы. Цифрами указаны длины волн спектральных линий, группированных в спектральные серии. Для серий Лаймана и Бальмера даны обозначения отдельных линий.

денной но с, только увеличенным масштаба в  $Z^2$  раз. Для А., содержащих 2 электрона и более, схема уровней энергии усложняется.

Самый нижний (основной) уровень энергии А, соответствует состоянию А, с наименьшей энергией — его основному, или нормальному, состоянию; осн. состояние А, наиб. устойчиво, в нем свободный, не подверженный внеш. воздействиям А, может находиться неограниченно долго. Все остальные — возбужденные — состояния А, обладают большей энергией. В возбужденные 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). Возбужденные состояния име-

ют конечное время жизни (для свободного А. оно  $\sim 10^{-16}$  с), т. е. А. стремится перейти в состояние с меньшей энергией; при этом А. испускает фотон, энергия к-рого равна  $h\nu = \epsilon_1 - \epsilon_2$ , где  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — энергии верхнего и нижнего уровней А. соответственно,  $\nu$  — частота испускаемого эл.-магн. излучения. При обратном переходе с нижнего уровня на верхний А. должна быть сообщена энергия  $\epsilon_2 - \epsilon_1$ . Каждому излучательному квантовому переходу А. соответствует спектральная линия частоты  $\nu$  (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. *Айнштейна коэффициентами*. (На рис. 1 показаны спектральные серии, и к-рые группируются спектральные линии А. водорода, для последних указаны длины волн  $\lambda$ .)

Значения дозволённых энергий А. можно определить, либо изучая возбуждение его электронным ударом — по значениям энергий возбуждаемых электронов (потенциал возбуждения), либо путём расщепления атомных спектров; последний метод является основным для определения уровней энергии А., поскольку частоты  $\nu$  испускаемых и поглощаемых фотонов определяются с гораздо большей точностью, чем потенциалы возбуждения.

Квантование энергии А. является следствием волновых свойств электрона, к-рым оно (так и др. микрочастицы) обладает наряду с корпускулярными свойствами (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*). Длинною электрона в А. соответствует стоячая волна с длиной  $\lambda \sim 10^{-8}$  см, т. е. порядка линейных размеров А. Поскольку для стоячей волны и ограниченном объёме возможны лишь определ. значения  $\lambda$ , то и энергии 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., несоблюдения и 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 одной точки зрения можно объяснить оптич., магн., электр. 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 явл. 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 гамилтониан к-рого подставляется выражение для  $U(r)$ . Когда энергия электрона отрицательна (для связанного электрона), возможные её значения задаются ф-лой:

$$\epsilon_n = -\frac{hcRZ^2}{n^2} = -\frac{13,602Z^2}{n^2},$$

где  $n=1, 2, 3, \dots$  — 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., к-рое гл. квантового числа  $n$ , определяется также азимутальным (явл. также орбитальным) квантовым числом  $l$  и магн. квантовым числом  $m_l$ . Квантовое число  $l=0, 1, 2, \dots, n-1$  определяет величину орбитального момента А., т. е. момента импульса электрона  $M_l$  относительно ядра:  $M_l^2 = \hbar^2 l(l+1)$ . При заданном  $n$  число  $l$  принимает  $n$  разл. значений. Квантовое число  $m_l$  определяет величину проекции орбитального момента  $M_{lz}$  на произвольное выбранное направление  $z$ :  $M_{lz} = \hbar m_l$ ; при заданном  $l$  число  $m_l$  принимает  $2l+1$  значений:  $m_l = l, l-1, \dots, -l$ . Квантовые числа  $n, l$  и  $m_l$  полностью характеризуют состояние электрона в А. Состояния с  $l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$  принято обозначать буквами  $s, p, d, f, g, h, i, \dots$  соответственно.

Точное положение электрона в А. в предел. момент времени установить нельзя вследствие *неопределимой соотношения*. Состояние электрона в А. определяется волновой ф-цией  $\Psi$ , 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 электр. заряда с некоторой плотностью — распределением электронной плотности  $e|\Psi|^2$  (рис. 2).

При этом электроны как бы размещены 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)  $\Psi$  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 при распределении электронной плотности в разных направлениях различны и зависят от абс. значения  $m_l$ ; при этом  $\Psi$  и  $|\Psi|^2$  обращаются в нуль на нек-рых узловых поверхностях и всегда равны нулю в начале координат.

В явном виде волновые ф-ции получаются при решении ур-ния Шрёдингера:

$$\Psi_{nlm_l}(r) = R_{nl}(r) |Y_{lm_l}(\theta, \varphi)|^2,$$

где  $R_{nl}(r)$  — радиальная часть волновой ф-ции, а  $Y_{lm_l}(\theta, \varphi)$  — угловая часть, являющаяся *сферической функцией*. Электронная плотность

$$|\Psi_{nlm_l}(r)|^2 = R_{nl}^2(r) |Y_{lm_l}(\theta, \varphi)|^2.$$

Вероятность найти электрон в элементе объёма

$$dr = dx dy dz = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

равна

$$|\Psi_{nlm_l}(r)|^2 dr = R_{nl}^2(r) r^2 |Y_{lm_l}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi.$$

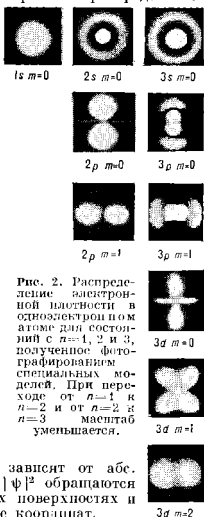


Рис. 2. Распределение электронной плотности в одноэлектронном атоме для состояний с  $n=1, 2$  и  $3$ , полученные фотографированием специальных моделей. При переходе от  $n=1$  к  $n=2$  и от  $n=2$  к  $n=3$  масштаб уменьшается.

Множитель  $R_{nl}(r) r^2$  определяет радиальное распределение электронной плотности — вероятность найти электрон на опред. расстоянии от ядра, рассчитанную на единицу длины; множитель  $|Y_{lm}|^2(\theta, \varphi)^2$  определяет угловое распределение электронной плотности — зависимость  $R_{nl}^2(r) r^2$  от  $r$  и  $|Y_{lm}|^2(\theta, \varphi)^2$  от  $\theta$  (от  $\varphi$  квадрат модуля сферич. ф-ции не зависит, что приводит для состояний 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 опред. значением энергии может находиться в неск. состояниях с разл. значениями  $l$  и  $m_l$ , т. е. имеет место вырождение состояний и их (вырождение уровней энергии) А., причём число состояний с одинаковой энергией наз. степенями или кратностью вырождения ил. 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., отличающиеся значениями  $m_s$ . Полная кратность вырождения по  $l$ ,  $m_l$  и  $m_s$  равна  $2n^2$ .

Для уровней энергии с  $n \geq 2$  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  $M_j = M_l + M_s$ . 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:

$n=1$	$l=0$	$s = \frac{1}{2}$	$j = \frac{1}{2} \quad 1^2 S_{1/2}$
$n=2$	$l=0$	$s = \frac{1}{2}$	$j = \frac{1}{2} \quad 2^2 S_{1/2}$
	$l=1$	$s = \frac{1}{2}$	$\left\{ \begin{array}{l} j = \frac{1}{2} \quad 2^2 P_{1/2}^0 \\ j = \frac{3}{2} \quad 2^2 P_{3/2}^0 \end{array} \right.$
$n=3$	$l=0$	$s = \frac{1}{2}$	$j = \frac{1}{2} \quad 3^2 S_{1/2}$
	$l=1$	$s = \frac{1}{2}$	$\left\{ \begin{array}{l} j = \frac{1}{2} \quad 3^2 P_{1/2}^0 \\ j = \frac{3}{2} \quad 3^2 P_{3/2}^0 \end{array} \right.$
	$l=2$	$s = \frac{1}{2}$	$\left\{ \begin{array}{l} j = \frac{3}{2} \quad 3^2 D_{3/2}^0 \\ j = \frac{5}{2} \quad 3^2 D_{5/2}^0 \end{array} \right.$

(обозначения в последнем столбце см. в ст. Атомные спектры).

Решение ур-ний квантовой механики с учётом спина электрона (релятивистская квантовая механика) при-

водит к изменению выражения для энергии — к ней добавляется величина

$$\Delta E_{nj} = -\frac{hcR\alpha^2 Z^4}{n^2} \left( \frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right),$$

где  $\alpha \approx \frac{1}{137}$  — тонкой структуры постоянная. Зависимость  $\Delta E_{nj}$  от  $j$  приводит к расщеплению уровня энергии с заданным  $n$  на  $n$  подуровней. От  $l$  поправка  $\Delta E_{nj}$  не зависит, т. е. энергии состояний с одинаковыми  $j$ , но разными  $l$  должны быть равны. Величина расщепления уровней равна:

$$\delta_{j+1, j} = \Delta E_{n, j+1} - \Delta E_{nj} = \frac{hcR\alpha^2 Z^4}{n^2} \cdot \frac{1}{\left(j + \frac{1}{2}\right) \left(j + \frac{3}{2}\right)}.$$

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  $Z$  abs. величина расщепления очень быстро растёт (как  $Z^4$ , отсюда величина расщепления  $\delta_{j+1, j} |E_{nj}| \sim Z^2$ ).

Исследования тонкой структуры спектральных линий и особенно непосредств. измерения расщеплений 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 релятив. излучением. Наиб. точное определение сдвига уровней А. водорода, полученное методами радиоспектроскопии, показало, что расхождение опыта с теорией меньше  $0,1\%$ .

Паряду с тонкой наблюдается сверхтонкая структура уровней энергии, обусловленная взаимодействием магн. моментов электрона с магн. моментом ядра (см. Ядро атома), а также изотопный сдвиг, связанный с различием масс ядер изотопов одного элемента. Нек-рое искажение сверхтонкой структуры возникает вследствие влияния квадратурного электр. момента ядра. Изучение всех этих малых эффектов спектроскопии, методами изолетов 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 появившимися подуровнями сверхтонкого расщепления основного уровня водорода возникает излучение с длиной волны  $\lambda = 21$  см, наблюдаемое под межзвёздного водорода.

Квантомеханическая теория сложных атомов. Строеие и свойства А., содержащих 2 и более электронов, значительно отличаются от теории водородоподобных атомов. Это объясняется прежде всего тем, что возникает необходимость учёта взаимодействия 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 гелиепоподобных ионов ( $Li^+, Be^{2+}, \dots$ ) потенциальная энергия электронов

$$U(r_1, r_2, r_{12}) = -\frac{Ze^2}{r_1} - \frac{Ze^2}{r_2} + \frac{e^2}{r_{12}},$$

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 существен. 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 принадлежащую вермахитности и тождественности его электронов (см. *Тождественности принцип*). Поэтому электронную оболочку сложного А. рассматривают как единую систему. При строгом квантомеханическом рассмотрении сложной 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 определению 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 энергии электрона оказываются 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 у А.

Энергия отд. электрона в сложном А. может быть представлена в виде, аналогичной энергии А. водорода:

$$\epsilon_{nl} = -\frac{hcRZ_{\text{эфф}}^2}{n^2} = -\frac{hcR(Z - \sigma_{nl})^2}{n^2},$$

где  $Z_{\text{эфф}} = Z - \sigma_{nl}$ , т. е. эфф. заряд,  $\sigma_{nl}$  — постоянная экранирования, приближённо учитывающая взаимодвижения между электронами. Т. о., электроны А. экранируют положительно заряд ядра от рассматриваемого электрона.  $\sigma_{nl}$  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:

$$|\epsilon_{ns}| > |\epsilon_{np}| > |\epsilon_{nd}| > |\epsilon_{nl}|.$$

Выражение для  $\epsilon_{nl}$  соответствует предположению о том, что подное электрон. 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 электрон. поля, и квантовое число  $l$  сохраняет свой смысл.

Определение энергии А. с  $Z \geq 2$  и усреднённых ноде, действующих на данный электрон со стороны остальных электронов, возможно лишь на основе приближённых квантомеханич. методов расчёта. Так, для двухэлектронного А. приближённое решение может быть получено с большой точностью путём применения вариационного метода. Приближённое квантомеханич. 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; получается распределение электронной плотности откликает 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  $n=1, 2, 3, 4, 5, \dots$  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

Расматривая последовательное заполнение электронных слоёв и оболочек, можно дать физ. объяснение периодич. закона элементов Менделеева. Вблизи ядра А. находится 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 большим  $Z$ , 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  $1s$ , для элементов 2-го и 3-го периодов — оболочек  $2s$ ,  $2p$  и  $3s$ ,  $3p$ . 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 большим  $n$ , но меньшим  $l$  (напр., электроны  $4s$  прочнее связаны, чем  $3d$ ).

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 сверху 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 получают 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 <sup>2</sup>	2s <sup>2</sup> 2p <sup>6</sup>	3s <sup>2</sup> 3p <sup>6</sup>	4s <sup>2</sup> 3d <sup>10</sup> 4p <sup>6</sup>					
$n+l$	1	2 3	3 4	4 5 5					
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, причем сначала заполняются оболочки с меньшим значениями  $n+l$ , а при том же значении  $n+l$  — с большими значениями  $l$  (правило Клечковского).

Давняя 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 большим  $n$ , независимо от значений  $l$ . Это происходит потому, что при возрастании  $Z$  разницы 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 получают возбужденные электронные конфигурации. Каждой электронной конфигурации в случае полностью укомплектованных оболочек соответствует один уровень энергии А., а в случае недоукомплектованных внутр. оболочек (напр.,  $s, p, p^2, p^3, sp, \dots$ ) — ряд уровней энергии. Самый глубокий уровень энергии нормальной конфигурации А. наз. основным, все остальные уровни энергии — возбужденные.

А. гелия имеет нормальную конфигурацию  $1s^2$  и возбужденные конфигурации  $1s2s, 1s2p, 1s3s, 1s3p, 1s3d, \dots$  (возбужден один электрон) и  $2s^2, 2s2p, 2s3s, 2p^2, 2p3s, \dots$  (возбуждены оба электрона). Нормальной электронной конфигурации и конфигурациям  $2s^2, 3s^2, \dots$  содержащим электроны с одинаковым  $n$  и  $l=0$ , соответствует по одному уровню энергии, остальным конфигурациям — по несколько уровней энергии. При этом все уровни энергии разбиваются на две системы уровней: систему уровней ортоголи и систему уровней и парагелии; 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 возможны 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 ионом по ряду свойств атомом предыдущей группы элементов (напр., однократно ионизованные щелочоземельные А. — атомам щелочных металлов). Сходными свойствами обладают члены изоэлектронного ряда. Совр. техника эксперимента позволяет получать *многочargedные ионы* тяжелых элементов и исследовать их. Для таких высокоионизованных атомов  $Z \gg 0.1$  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 постоян-

ным 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 целым числом электронов 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. *Земманов эффект, Штарка эффект*).

Магн. поле вызывает пренессию электронной оболочки вокруг направления поля (см. *Лармора прецессия*). Дополнит. энергия, к-рую А. приобретает в магн. поле, зависит от abs. величины и знака квантового числа  $m_j$ , определяющего проекцию полного момента на вектор направления. Т. к.  $m_j$  принимает  $2J+1$  значение, то уровень энергии в магн. поле расщепляется на  $2J+1$  подуровней.

Во внеш. электрич. поле дополнит. энергии, к-рую приобретает А., не зависит от знака  $m_j$ , поэтому в электрич. поле происходит *неточное* расщепление уровней энергии — подуровни с  $|m_j| > 0$  дважды вырождены (уровень с  $m_j = 0$  невырожден).

На А., находящиеся в связанном состоянии, существ. влияние оказывают неоднородные поля окружающих частиц. Особенно значительны воздействия электрич. полей, нодействия 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 доэлектронными  $d$ - и  $f$ -оболочками, действие на них полей окружающих частиц сводится к расщеплению уровней энергии, зависящему от симметрии поля. А., входящий в состав молекулы, еще более отличается от свободного, т. к. внеш. электроны, определяющие ось, 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) Шпильберг И. З. 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., Фанко Л. *Физика атомов и молекул*, пер. с англ., М., 1960; 7) Моорге С. Е., *Atomic energy levels*, в. 1—3, Wash., 1949—58; 8) Вэлик И. S., Стопер J., *Atomic energy level and g-factor diagrams*, в. 1—3, Amst., 1975—81. М. А. Ельшичев.

**АТОМНАЯ ЕДИНИЦА МАССЫ**, а. е. м., — единица массы, равная  $1/12$  массы протона углерода  $^{12}\text{C}$ ; 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 единицы массы СИ (кг) пользуются ф-лой

$m$  (кг) =  $m$  (ка.е.м.) /  $N_A$  (моль<sup>-1</sup>), 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  $^{16}\text{O}$ , т. е.  $1,65976 \cdot 10^{-27}$  кг, в химии —  $1/16$  ср. ат. массы природного кислорода — смеси трёх стабильных изотопов  $^{16}\text{O}$  (99,76%),  $^{17}\text{O}$  (0,04%),  $^{18}\text{O}$  (0,20%). Хим. А. е. м. в 1,000275 раза больше физ. и равнялась  $1,66022 \cdot 10^{-27}$  кг. Современная (унифицированная) А. е. м. равна 1,000648 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 атодре). 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 трансуреновых элементов, для к-рых указываются массовые числа). А. м. меньше суммы масс составляющих атом частиц на *дефект масс*. Методом определения А. м. несколько, наиб. точный — масс-спектрокопический (см. *Масс-спектрокопия*).

**АТОМНАЯ ФИЗИКА** — раздел физики, посвящённый изучению строения и свойств атомов и элементарных процессах, в к-рых участвуют атомы. Наиб. характерные для А. ф. длины (линейные размеры атомов)  $\sim 10^{-8}$  см, а энергии (энергии связи веш. 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, Плазменная температура 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 безизлучательных 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).

**Предельные 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. теории. 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. Berzelius)], в сер. 19 в. чётко разграничили и определили понятия атома и молекулы [С. Канниццаро

(S. Cannizzaro)], в 1869 Д. И. Менделеев открыл периодич. закон хим. элементов (см. *Периодическая система элементов*). Представления физический атомистич. физики, в т. ч. кинетич. теории газов (сер. 19 в.), и классич. статистической физики [2-й вол. 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), Ф. С. Федоров, 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  $\alpha$ -частиц атомами. Все свойства атома оказались связанными либо со свойствами ядра (их изучает ядерная физика), либо со свойствами электронных оболочек атома. Строение носителей энергии определяет химические и большинство физ. свойств атома в периодичности 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 уасть на ядро) и линейчатые атомные спектры, закономерности в к-рых подчиняются комбинац. принципу Ритца. Выход из этих трудностей нашей 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, находящихся в к-рых он не излучает (стационарные состояния обладают определёнными 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:  $\epsilon_i - \epsilon_k = h\nu$ , где  $\nu$  — частота поглощаемого или испускаемого монохроматич. эл.-магн. излучения,  $\epsilon_i$  и  $\epsilon_k$  — энергии стационарных состояний, между к-рыми происходит переход. Постулаты Бора были всесторонне подтверждены экспериментально, оказались применимыми для др. микросистем (молекула, 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 Бора 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 модели 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) позволяло самому Бору, А. Зоммерфельду (A. Sommerfeld) и др. учёным объяснить закономерности в оптич. и рентгеновских спектрах и дать физ. истолкование периодич. 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 последующей квантовой теории.

Лит.: Зубов В. П., Развитие атомистических представлений до яч. XIX в., М., 1965; Кедорн Б. М., Три аспекта атомистики, ч. 2 — Учение Дальтона. История, аспект, М., 1968; Ху и д. Ф., История квантовой теории, пер. с нем., К., 1980; Джемс и м. Р. М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1986; Ельин и Шевич М. А., Развитие Нильсом Бором квантовой теории атома и принципа соответствия, «УФН», 1983, т. 147, с. 253. М. А. Ельиничев.

**АТОМНЫЕ ОРБИТАЛИ** — волновые ф-ции индивидуальных электронов атомов, описываемые тремя квантовыми числами — гл. квантовым числом  $l$ , орбитальным квантовым числом  $l$  момента импульса и орбитальным магн. квантовым числом  $m_l$ . А. о., имеющие значения  $l=0, 1, 2, 3, 4, \dots$  обозначаются соотв. буквами  $s, p, d, f, g, \dots$  (подробнее см. *Орбитали*).

**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  $\epsilon_i$  и  $\epsilon_k$  и характеризуется значением частоты  $\nu$  поглощаемого и испускаемого изл.-магн. излучения; согласно условию частот Бора (см. *Атомная физика*)  $h\nu = \epsilon_i - \epsilon_k$ . Наряду с частотой, спектральная линия характеризуется волновым числом  $m/c$  ( $c$  — скорость света) и длиной волны  $\lambda = c/\nu$ . Частоты спектральных линий выражают в  $\text{см}^{-1}$ , волновые числа — в  $\text{см}^{-1}$ , длины волн — в нм и мкм, а также в ангстремах (Å). В спектроскопии волновые числа также обозначают буквой  $\nu$ .

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  $\text{см}^{-1}$ ). К А. с. в широком смысле относятся также и характеристич. рентгеновские спектры атомов, соответствующие переходам между уровнями внутр. электронов атомов с разностями энергий  $\sim 10^3 - 10^4$  эВ, и спектры в области радиоспектра, 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 *радиоспектрономии*).

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<sup>+</sup>, Na<sup>2+</sup>, ...), 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 H, HeI, LiII, ...), 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

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left( \frac{1}{n_k} - \frac{1}{n_l} \right),$$

где  $n_k$  и  $n_l$  — 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  $n_l=n_k+1, n_k+2, \dots$  для атома водорода ( $Z=1$ ) получаются соотв. серии Лаймана, Бальмера, Пашена, Бржета, Ифунда, Хамфри. Для каждой серии существует предел — граница ионизации, соответствующая  $n_l \rightarrow \infty$ . Линии серии сходятся к границе ионизации. В лаб. условиях наблюдения спектра водорода (напр., в электрич. разряде) серии 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. уровн.  $n_k=2$ ).

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<sup>-1</sup>. Это расщепление для водородоподобных ионов возрастает пропорционально  $Z^4$ , т. е. для HeII в 16 раз по сравнению с H.

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:

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{(n_k+a)^2} - \frac{1}{(n_l+b)^2} \right);$$

серия получается при заданном  $n_k$  и разл. значениях  $n_l$ ;  $a$  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. (двуэлектронными спектрами) обладают атомы с двумя внеш. электронами; ещё сложнее спектры атомов с тремя и более внеш. электронами. Особенно сложные спектры элементов, для к-рых происходит дробление 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 — м у л ь т и п л е т ы. В набл. 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 правил*, 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  $M_l$ , спинового момента  $M_s$  и полного момента  $M_j = M_l + M_s$ . Согласно правилам отбора  $\Delta l = \pm 1$ ,  $\Delta j = 0 \pm 1$ . Для атомов с двумя или неск. внеш. электронами характеристика уровней энергии более сложна и может быть проведена исходя из приближённой характеристики одноэлектронных состояний при помощи квантовых чисел  $n_i, l_i$  и  $s_i$  ( $l_i=0, 1, 2, \dots, n_i=1, s_i=1/2$ ) и применяя векторную схему сложения орбитальных моментов  $M_{li}$  и спиновых моментов  $M_{si}$ . В случае нормальной связи, когда элестратич. взаимодействия электронов много больше их



магн. взаимодействий, что чаще всего имеет место, орбитальные моменты отд. электронов  $M_{li}$  складываются в полный орбитальный момент  $M_L = \sum_i M_{li}$ , а их спиновые моменты  $M_{si}$  в полный спиновый момент  $M_S = \sum_i M_{si}$ ; затем сложение  $M_L$  и  $M_S$  даёт полный момент атома:  $M_J = M_L + M_S$ . 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  $M_{li} + M_{si} = M_{ji}$ ,  $\sum_i M_{ji} = M_J$ ; 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  $S$ , принимает целые значения  $S = 0, 1, 2, \dots$ , если атом содержит чётное число электронов, и полуцелые значения  $S = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ , если атом содержит нечётное число электронов. Величина  $\chi = 2S + 1$  определяет *мультиплетность* уровней энергии атома и играет важную роль в систематике А. с.

Уровни энергии атомов принято обозначать (в случае нормальной связи) символами  ${}^{\chi}L_J$ , где значения  $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots$  указываются прописными буквами  $S, P, D, F, G, H, J, L, \dots$  соответственно. Так,  ${}^3D_2$  обозначает уровень с  $L=2$ ,  $S=1$  ( $\chi=2S+1=3$ ) и  $J=2$ ;  ${}^1S_0$  — уровень с  $L=0$ ,  $S=0$  ( $\chi=2S+1=1$ ) и  $J=0$ . Нечётные уровни (см. *Чётность уровня*) обозначают индексом  $^o$ , напр.  ${}^2P_{1/2}^o$  (нечётный уровень с  $L=1$ ,  $S=1/2$ ,  $J=1/2$ ).

Для более подробной характеристики уровня перед символом  ${}^{\chi}L_J$  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  $n^2L_J$  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; Ельясевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963; Соболевский И. И., Введение в теорию атомных спектров, [2 изд.], М., 1977; Progress in atomic spectroscopy, рт. А, В, N.Y., 1978—79. М. А. Ельясевич.

**АТОМНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ** — см. *Столкновения атомные*.

**АТОМНЫЙ ВЕС** — термин, употреблявшийся ранее вместо термина *атомная масса*.

**АТОМНЫЙ ЗОНД** — микроанализатор с пространственным разрешением порядка размера атома, представляющий собой полевого 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 поляем*, 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 во времени пролёта (т. н. в р е м я п р о л ё т н ы й 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  $V_{\text{имп}}$ , 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  $neV_{\text{исп}} = ne(V_0 + V_{\text{имп}})$  уже у самого острия полевого ионного микроскопа. После прохождения зондового отверстия в катод ион с массой  $M$  движется с постоянной скоростью  $v = (2neV_{\text{исп}}/M)^{1/2}$  по дрейфовому пространству длиной  $l$  и регистрируется в конце дрейфа детектором. Время  $t$  пролёта иона, зависящее от отношения массы к его заряду, определяется как  $t = lv = l(2neV_{\text{исп}}/M)^{1/2}$ . Отсюда идентифицируемое отношение массы к заряду:  $M/ne = 2V_{\text{исп}} t^2/l^2$ . 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  $163,2^\circ$ ) и фокусирующую затем ионы, возникшие на объекте с искривленным разбором 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 ( $\sim 10$  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. м а г н и т н ы й 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 проследить все возможные массы, а требует настройки на определ. участок спектра.

Узкоапертурный А. з. в состоянии анализировать одновременно лишь малую область объекта. Это ограничивает снимает широкоугольный времяпролётный А. з., в к-ром в качестве детектора ионов используется вогнутая сферическая микроканальная пластина, а острый-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. Широугольный 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 отпираания детектора, то можно выбирать сорт регистрируемых ионов. Тем самым вид ионов в этом приборе задаётся заранее, а на экране наблюдаются кристаллографич. анизотропию мест рождения ионов. Это т. п. и з о б р а ж е н и я 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 идеп-

тификацией природы атомов. Последнее исследование позволяет анализировать не только поверхность, но и приповерхностную толщу объекта. С помощью А. з. исследуют разл. задачи физики металлов: уоридочение в силахх, детальное распределение состава границ раздела фаз, адсорбцию на металлах и нап. стадия хим. реакций (напр., окисление) и т. н. С помощью А. з. ренатются вопросы селективного полевонго 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—8. 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., Поинг Т. Т., Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980. В. И. Шредник.

**АТОМНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР** — прибор, позволяющий наблюдать стационарную картину интерференции двух связанных по фазе компонент к.-л. состояния атома. В принципе такое устройство аналогично обычному двухлучевому оптич. интерферометру.

Принцип действия А. и. может быть пояснен 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 неоднородн. 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. 4), к-рое резко изменяется на границах, т. е. в пределах каждой

деляемыми величиной напряжённости электрич. поля  $E$ . На границе зоны 2, где поле убывает до нуля, возникают компоненты пучка, представляющие как состояние  $2S_{1/2}$ , так и состояние  $2P_{1/2}$ , причём каждый из термов  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  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  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  расщеплёнными электрич. полем (*Штарка эффект*). Поскольку величина расщепления определяется напряжённостью поля  $E$ , то при её монотонном изменении в направлении пучка 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, отсвечивающие переходу  $2P - 1S$ , т. е. голоумую линию серии Лаймана ( $L_{\alpha}$ ), длиной волны 1216 А. Можно также наблюдать происходящую в противофазе интерференцию  $2S$ -компонент, для чего необходимо пропустить пучок  $2S$ -атомов через доплит. электрич. поле, переменяющее состояние  $2S$  и  $2P$ .

В двухуровневой системе  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$  имеют место переходы между  $S$ - и  $P$ -подуровнями *свезтонкой 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:  $I_{2P} = \sum_{F_z=1,0,-1} I_i$ . Если положить  $x = \frac{1}{2} \langle d \rangle E / \hbar \delta H$ , где  $\langle d \rangle$  — матричный элемент перехода  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ , а  $\delta H$  — *дальковский сдвиг*, то вероятность выхода  $2P_{1/2}$ -атомов для каждой  $i$ -й компоненты будет определяться выражением вида

$$w_i = \frac{x^2}{1+x^2} \left[ \text{ch} \frac{\gamma t}{2\sqrt{1+x^2}} - \cos(2\pi t \delta H \sqrt{1+x^2}) \right] \times \exp(-\gamma t/2),$$

где  $\gamma$  — постоянная распада  $2P$ -состояния.

А. и. представляет собой помещённую в вакуум систему из 2 электродов (создающих неоднородно электрич. поле), длина к-рой зависит от скорости атомов пучка и составляет обычно 1—50 см. Особенностью тонкой структуры  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$  урвневой 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 Паиса—Пиччоли для системы  $K^0 - \bar{K}^0$ ; см. *К-мезоны*).

Наблюдене атомных состояний в течение длительной времени при помощи А. и. позволяет осуществить качественно новые эксперименты, поскольку картина интерференции, зарегистрированная в широком интерва-

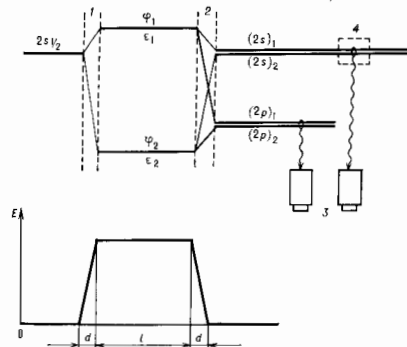


Рис. 1. Схема атомного интерферометра: 1 и 2 — входная электрические системы; 3 — детекторы  $L_{\alpha}$ -излучения; 4 — область действия дополнительного электрич. поля.

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 верхней границы атомы переходят в суперпозицию собств. состояний  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  с энергиями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , он-

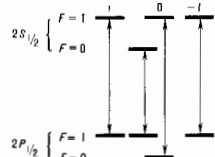


Рис. 2. Сверхтонкая структура  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$  урвневой атома водорода (масштаб не выдержан).

ле 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 экспонир. зависимость выхода  $2P$ -атомов от

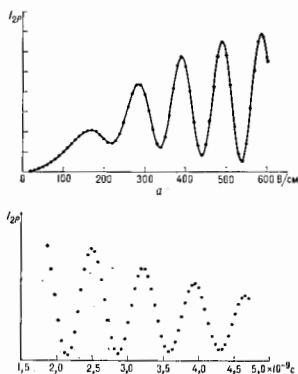


Рис. 3. Зависимость интенсивности  $I_{2P}$  компоненты  $2P$  от напряжённости электрич. поля  $E$  для времени пролёта  $t = 2,5512 \times 10^{-8}$  с (а) и от  $U$  при  $E = 400$  В/см (б).

$E$  и  $t$  позволяет в принципе найти величину  $\delta E$ . 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  $\delta U$  применяются т. н. двойной А. и. с двумя двухэлектродными системами (типа, изображённого на рис. 4), разделёнными промежуток  $L$ . Атом водорода в состоянии  $2S_{1/2}$ , пролетающий через такой интерферометр, последовательно подвергается действию неоднородн. поля во входной и выходной электродных системах,  $K$ -рое приводит к перемещению состояний  $2S$  и  $2P$ . Роль первой системы сводится к созданию суперпозиции  $2S_{1/2}$  и  $2P$ -состояний из исходного состояния  $2S$ . Для того чтобы экспериментально найти сдвиг фаз  $2S_{1/2}$  и  $2P$ -компонент пучка после пролёта атомом расстояния  $L$ , используется в качестве анализатора, вторая двухэлектродная система, образующая компоненты  $2P$ -состояния как из  $2P_{1/2}$ , так и из  $2S$ -состояний. Интерференция этих компонент наблюдают при помощи детектора  $L_{\alpha}$ -квантов.

Процессы, происходящие в интерферометре, удобно рассматривать в системе покоящегося атома. В этом случае на атом будут действовать два импульса электрич. поля, разделённые промежуток 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 напряжённости электрич. полей во входной и выходной двухэлектродных системах). Существенно, что при экспонир. определении зависимости  $w(L)$  в качестве переменной  $L$  можно взять не абсолютное значение длины, а её приращение, отсчитанное от нек-рой произвольной точки.

Лит.: Соколов Ю. Л., Интерференция  $2P_{1/2}$ -состояний 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 элементар-

ного электрич. заряда) и определяющая осн. свойства атома. А. и. равен числу протонов в ядре, для нейтрального атома — и электронов в нём. В периодической системе элементов Менделеева элементы располагаются в порядке возрастания А. и. (отсюда принятый в химии синоним — порядковый номер), начиная с водорода ( $Z=1$ ). Подробнее см. в ст. Атом. АТОМНЫЙ РАДИУС — характеристика атома, позволяющая приблизительно оценивать межатомные (междядерные) 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 построения из них кристаллов, скажутся на равновесной геометрии молекул и т. д. Для мн. задач крайние расстояния между атомами в молекулах и конденсированных средах можно считать суммой их А. р., однако такая аддитивность весьма приближённая 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; 0,90; 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.  $Li, K, Rb$  и  $Cs$  равны соотв. 0,155; 0,236; 0,248; 0,268 нм). Аддитивность А. р. позволяет приблизительно предсказывать параметры кристаллич. решётки интерметаллич. соединений.

Ионные радиусы используют для приближённых оценок междядерных 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 междядерных 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 междядерных расстояний в  $KF$  и  $NaF$ , составляет 0,035 нм (А. р. иона  $F^-$  в кристаллах  $KF$  и  $NaF$  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 междядерных расстояний в ионных кристаллах по А. р.  $\sim 0,001$  нм.

Существует носк. систем ионных А. р., отличающихся значениями А. р. индивидуальных ионов, но приводящих к примерно одинаковым междядерным расстояниям. Внеурные работа по определению ионных А. р. была проделана в 20-х гг. 20 в. В. М. Гольдшмидтом (V. M. Goldschmidt), опираясь, с одной стороны, на междядерные 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 междядерные расстояния в кристаллах и на нек-рое эксперимент. значение А. р. определят. иона. В наиб. широко известной системе Полинга этим реперным значением является А. р.  $O^{2-}$

(0,140 нм). В системе Белова и Бокля, считающейся одной из наиб. надёжных, А. р.  $O^{2-}$  принимается равным 0,136 нм. Ниже приведены значения радиусов век-рых ионов:

в системе Гольдшмидта		в системе Полинга		в системе Гольдшмидта		в системе Полинга	
Li+	0,078	0,060	Va <sup>2+</sup>	0,143	0,135		
Na+	0,098	0,095	F <sup>-</sup>	0,133	0,136		
K+	0,133	0,133	Cl <sup>-</sup>	0,181	0,184		
Rb+	0,149	0,148	Br <sup>-</sup>	0,196	0,195		
Cs+	0,165	0,169	I <sup>-</sup>	0,220	0,216		
Mg <sup>2+</sup>	0,078	0,065	О <sup>2-</sup>	0,132	0,140		
Ca <sup>2+</sup>	0,106	0,099	S <sup>2-</sup>	0,174	0,184		
Sr <sup>2+</sup>	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 междыерных 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<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>, K<sup>+</sup>, Rb<sup>+</sup> и Cs<sup>+</sup>, равные соотв. 0,094; 0,117; 0,149; 0,163; 0,186 нм, а А. р. анионов F<sup>-</sup>, Cl<sup>-</sup>, Br<sup>-</sup>, I<sup>-</sup> — 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 междыерных расстояний.

Ковалентный радиус определяется как половина длины одинарной хим. связи X—X (где X — элемент-неметалл). Для галогенов ковалентный А. р. — это половина междыерного расстояния X—X в молекуле X<sub>2</sub>, для S и Se — половина расстояния X—X в X<sub>8</sub>, для углерода — половина кратчайшего расстояния C—C в кристалле алмаза. Ковалентные А. р. F, Cl, Br, I, S, Se и Cs соотв. равны 0,064; 0,099; 0,114; 0,133; 0,104; 0,117 и 0,077 нм. Для атома В. А. р. принимаю равным 0,030 нм (хотя половина длины связи Н—Н в молекуле Н<sub>2</sub> равна 0,037 нм). Аддитивность ковалентных А. р. позволяет предсказывать кратчайшие междыерные 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 ССl<sub>4</sub> равно 0,177 нм. Ниже приведены ковалентные А. р. для атомов нек-рых элементов, вычисленные на основании длин одинарных связей:

Н		В		С		N		O		S	
0,032											
Li	0,089	0,081	0,077	0,074	0,074	0,074	0,072				
		Al	Si	P	S		Cl				
			0,125	0,117	0,110	0,104	0,099				
			Ge	As	Se		Br				
			0,122	0,121	0,117	0,114					
			Sb	Te	I						
			0,140	0,141	0,137	0,133					

В молекулах, имеющих двойные или тройные хим. связи, используют уменьшенные значения ковалентных А. р., ибо краткие связи короче одинарных. Ниже приведены ковалентные радиусы атомов при образовании кратких связей:

C		N		O		S	
для двойной связи	0,067	0,062	0,060	0,055	0,055	0,055	0,055
для тройной связи	0,060	0,055	0,055	0,055	0,055	0,055	0,055

Ван-дер-ваальсовы радиусы определяют эфф. размеры атомов благородных газов. Кро-

ме того, ван-дер-ваальсовыми А. р. считают половину междыерного расстояния между ближайшими одиномыными 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	O	0,14	F	0,135
N	0,15	S	0,185	Cl	0,180
P	0,19	Se	0,200	Br	0,195
As	0,20	Te	0,220	I	0,215
Sb	0,23				

Ван-дер-ваальсовы А. р. в ср. на 0,08 нм больше ковалентных А. р. Ионный А. р. для отрицательно заряженного иона (напр., Cl<sup>-</sup>) 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. Подлеясь этим принципом, можно интерпретировать имеющиеся кристаллографические данные, а в ряде случаев и предсказывать структуру молекулярных кристаллов.

Лит.: Бокля Г. В., Кристаллохимия, 3 изд., М., 1971; Полинга Л., Общия химия, пер. с англ., М., 1974; Кемпбелл Дж., Современная общая химия, пер. с англ., т. 1, М., 1975; Карпман Я. О., Фольдз Г. В. А., Валентность и строение молекул, пер. с англ., М., 1979; Я. Г. Давыдовский, АТОМНЫЙ ФАКТОР — величина, характеризующая способность ионизированного атома или иона когерентно рассеивать рентгеновское излучение, электроны, нейтроны. Величина А. ф. и его зависимость от угла рассеяния  $\theta$  и длины волны излучения  $\lambda$  определяется физ. природой взаимодействия излучения с атомом. А. ф. определяет интенсивность дифракц. максимумов и их зависимость от  $\theta$  и  $\lambda$  (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.  $f(s)$  находящегося в опред. точке пространства атома в борновском приближении теории рассеяния имеет вид:

$$f(s) = K \int_V \rho(r) \exp [i(s)r] dV, \quad (1)$$

где  $\rho(r)$  — распределение плотности рассеивающего компонента в атоме,  $s = k_s - k_0$  — вектор рассеяния,  $k_0$  и  $k_s$  — волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно; величину  $s$  определяет угол рассеяния  $\theta$ :  $s = 4\pi \sin \theta / \lambda$  (рис. 1). При рассеянии на кристалле  $s$  равен вектору

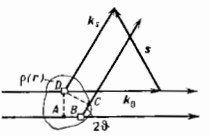


Рис. 1. Рассеяние излучения в точках В и D атома. Разность хода между лучами, рассеянными в точках В и D, равна |AB| = r BC|.

обратной решётки  $\eta$  (см. Брэгга — Вульфа условие). Множитель К определяется взаимодействием излучения с атомом;  $r$  — радиус-вектор точки пространства, в к-рой происходит рассеяние волны.

А. ф. (1) учитывает только потенциальные рассеяние излучения (без учёта возможных резонансных механизмов рассеяния).

Выражение (1) приобретает более простой вид, если

считать, что ф-ция плотности  $\rho(r)$  сферически симметрична:

$$f(r) = K \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) \frac{\sin(sr)}{sr} dr, \quad (2)$$

причём  $f(s)$  становится ф-цией скалярного аргумента  $s = 4\pi \sin \theta / \lambda$ . Множитель  $\sin(sr)/sr$  под интегралом свидетельствует о том, что наиб. вклад в А. ф. вносит внутр. области атома. Из (2) следует также, что А. ф. монотонно убывает с ростом  $s$ . Это связано с тем, что волны с длиной  $\lambda \ll a$  ( $a$  — радиус атома или к.-я. др. рассеивающей области), рассеиваясь разл. точками (напр.,  $B$  и  $D$  на рис. 1) на угол  $\theta \neq 0$  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  $\sin \theta / \lambda$  можно определить  $\rho(r)$ .

Рентгеновое излучение рассеивается электронами атома, следовательно, **рентгеновский А. ф.**  $f_p(s)$  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 атом. номера  $Z$  элемента. Для линейно поляризованных рентгеновских лучей множитель  $K$  равен амплитуде рассеяния эл.-магн. излучения одним свободным электроном:  $K = e^2/m_e c^2 \cdot \sin^2 \theta$ , где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона соответственно, а  $\theta$  — угол между волновым вектором рассеянной волны  $K_s$  и направлением электрич. поля  $E$  падающей волны.  $f_p$  обычно выражается

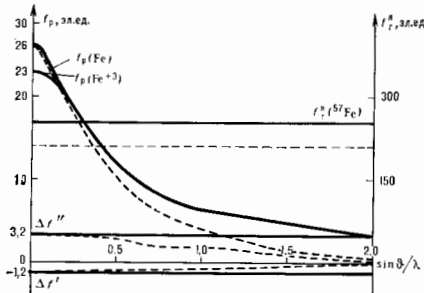


Рис. 2. Зависимости  $f_p$ ,  $\Delta f'$ ,  $\Delta f''$  и  $f_p^2$  от  $\sin \theta / \lambda$ . Пузырьком показаны те же зависимости с учётом температурного фактора для блочцентрированной решётки Fe. Д-бальная температура 355 К.

в относит. единицах амплитуды рассеяния  $\sigma$ -поляризованной волны ( $\theta = \pi/2$ ) одним свободным электроном (рис. 2). При рассеянии на угол  $\theta = 0$ , когда все электроны рассеивают в фазе,  $f_p$  равен числу электронов в атоме:  $f_p(0) = \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr = Z$ . Абс. величина  $f_p \sim 10^{-11}$  см.

Если частота излучения близка к частоте  $K$ - или  $L$ -к-рай поглощения (см. *Рентгеновские спектры*), то А. ф. увеличивается за счёт аномальной дисперсии на величину  $\Delta f_K$ ,  $L = \Delta f'_K$ ,  $L = i \Delta f''_K$ . В первом приближении  $\Delta f'_K$ ,  $L$  и  $\Delta f''_K$ ,  $L$  не зависят от угла рассеяния  $\theta$  (рис. 2), т. к. радиусы  $K$ - и  $L$ -оболочек обычно много меньше  $\lambda$ . 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  $f_p^2$ ) вклад в рентгеновский А. ф., т. к.  $f_p^2 \sim m_p^{-1}$ , а  $f_p^2 \sim m_e^{-1}$ , т. е.  $f_p^2/m_p \sim m_e/m_p \approx$

$\approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ . Однако при рассеянии излучения на ядрах ядерных изотопов, имеющих низкоеделение гамма-резонансом (см. *Мессбауэра эффект*), ядерный вклад в области частот вблизи резонанса может быть большим (до  $\sim 10^2 f_p^2$ ), причём он сильно зависит от частоты, в отличие от  $f_p^2$ , величина к-рого от частоты практически не зависит. В отсутствие сверхтонких взаимодействий  $f_p^2$  не зависит от  $\theta$ , т. к.  $\lambda \gg \theta$ .

Электроны взаимодействуют с электростатич. потенциалом  $S(r)$  атома. Следовательно, **электронный А. ф.**  $f_s(s)$  (рис. 3) отражает распределение  $S(r)$  внутри атома.  $f_s(s)$  зависит не только от числа электронов в атоме, но и от размеров электронных оболочек, что приводит к немонотонной зависимости  $f_s$  от  $Z$ .

Для электронов  $K = 2\pi m_e c^2 / \lambda$ . Электронная плотность атома  $\rho(r)$  и потенциал  $S(r)$  связаны ур-нием Пуассона, поэтому  $f_p$  и  $f_s$  взаимозависимы:

$$f_s(s) = -\frac{8\pi^2 m_e c^2}{h^2} \frac{Z - f_p(s)}{s^2},$$

откуда видно, что  $f_s$  более резко зависит от  $s$ , чем  $f_p$ , и более слабо от  $Z$ . Абс. величина  $f_s \sim 10^{-8}$  см, т. е. электроны значительно сильнее рентгеновских лучей взаимодействуют с веществом.

К А. ф.  $f_p$  и  $f_s$  тесно примыкает **нейтронный ядерный фактор  $f_n$**  (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 ордекл. 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. значе-

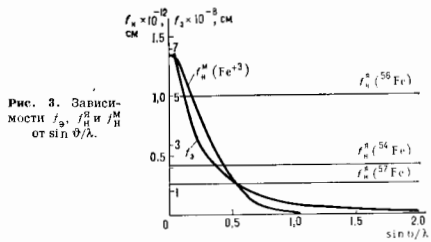


Рис. 3. Зависимости  $f_s$ ,  $f_p^2$  и  $f_n^2$  от  $\sin \theta / \lambda$ .

ния  $b \sim 10^{-12}$  см, т. е. нейтроны заметно слабее рентгеновских лучей взаимодействуют с веществом. Нек-рые ядра имеют высклокающие нейтронные резонансы, в результате чего в  $b$  присутствует как потенциалный, 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.**  $f_n^M$  (обозначается  $p$ ), к-рый описывает когерентное рассеяние нейтронов на регулярно расположенных в пространстве магн. моментах атомов или ионов.

Ф-ция  $p(\theta)$  монотонно падает с ростом угла  $\theta$ . Поскольку магн. моменты атомов определяются магн. моментами внутр. оболочек атомов, то зависимость  $p$  от  $\theta$  более резкая, чем у  $f_p$ . 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. решетки приводят к появлению в (1) т. н. температурного фактора. Колебания атома вблизи положения равновесия эффективно увеличивают его радиус и, следовательно, сдвиги фаз между волнами, рассеиваемыми на ненулевой угол, становятся больше, что усиливает эффект деструктивной интерференции между ними. Это и учитывают температурный фактор. Зависимость А. ф. от  $\sin \theta/\lambda$  при учёте темп-ры становится ещё более резкой (рис. 2).

Лит.: И в н е с е р З. Г. Дифракция электронов, М.—Л., 1949, гл. 7; Д ж е в н с Р., Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, пер. с англ., М., 1950, гл. 3—5; М и р к и н Л. И., Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов, М., 1961; Электронная микроскопия тонких кристаллов, пер. с англ., М., 1968, гл. 4; И в е р о в и з В. И., Р е в н с в и ч Г. П., Теория рассеяния рентгеновских лучей, 2 изд., М., 1978, гл. 1, 4; Н о з и к Ю. З., О з е р о в Р. П., Х е н и к и К., Структурная нейтронография, М., 1979, гл. 2; Современная кристаллография, под ред. Б. К. Вайнштейна, т. 1, М., 1979; Из м о в Ю. А., Н а й н В. Е., О з е р о в Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981, гл. 5; International tables for x-ray crystallography, v. 4—Revised and supplementary tables to volumes 2 and 3, Birmingham, 1973; А. В. Козьмаков.

**АТТЕНУАТОР** (от франц. atténuer — 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 п о г л о щ а ю щ и е, 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 п р е д е л ь н ы е, в к-рых уменьшение мощности происходит вследствие ослабления её при передаче по запрещённому *волноводу* (рабочая частота меньше критической). Для работы в диапазоне частот от сотен КГц до неск. МГц в качестве А. используют *демпферы 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 источников колебаний, для установки уровня сигнала в микросхемах и т. д. Конструктивно А. оформляются в виде отдельного функционального узла или встраиваются в измерит. прибор. *И. Е. Мельниченко.*  
**АТТЕНУАЦИЯ** (от дат. atten — восемнадцатый), а. — приставка для образования наименования дольной единицы, равной  $10^{-18}$  доле исходной единицы.

**АФОКАЛЬНАЯ СИСТЕМА** (от греч. а — отлучка, частная 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 aberrаций без изменения общего хода лучей. Наиб. часто применяются 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. aberrацию, можно в общем случае исправить две aberrации, напр. *сферическую aberrацию и кому*. В спектроскопич. системах применяются 3- и 4-линзовые А. с. В комбинации со сферич. зеркалом такие компенсаторы позволяют получить большое поле зрения ( $20^\circ \pm 30^\circ$ ) при отнес. отверстие, близком к 1:1 (объектив для наблюдения движущихся небесных тел — метеороитов, болидов и др.). Афокальными можно условно считать все оптич. системы, состоящие из плоских поверхностей, напр. отражат. и спектральные призмы.

Лит.: С л ю с а р е в Г. Р., Расчет оптических систем, Л., 1979, гл. 4; С л о с а р е в Г. Г., С л о с а р е в Г. Г.

**АХРОМАТ** (от греч. achromatos — бесцветный) — оптич. система, в к-рой устранена *хроматическая aberrация*

для лучей двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . В линзовых оптич. системах ахроматизация достигается в результате использования материалов, обладающих существенно различной дисперсией  $n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}$ . Прям. используются *оптические стёкла* типов «кrown» и «flint», 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*.

**АЭРОАКУСТИКА** — 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 внешне 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. получило развитие, 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. *золотых 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 несперичной 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 завихренности потока, существенны неоднородности энтропий, проявляющиеся в виде температурных пятен. Энтропийные неоднородности, с одной стороны, индуцируют доплит. завихренность, а с другой — непосредственно генерируют звук.

Осн. ур-нием А. является неоднородное кохестивное волновое ур-ние (наз. ур-нием Блохинцева — Хоу), к-рое при условии адiabатичности, т. е. постоянстве энтропии, имеет вид:

$$\left\{ \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{c^2} \frac{D}{Dt} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{Dv}{Dt} \nabla - \nabla^2 \right\} B - \text{div } L - \frac{1}{c^2} \frac{Dv}{Dt} L, \quad (*)$$

где  $B = H - i \pi^2$ ,  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \nabla$ ,  $L = \Omega \times v - T \nabla S$ ,  $H$  — энтропия,  $\Omega$  — завихренность,  $S$  — энтропия,  $T$  — температура,  $v$  — скорость потока,  $c$  — скорость звука,  $t$  — время. При этом начальным торможением  $B$  связано со звуковым давлением  $p$  соотношением:  $\partial p / \partial t = -\rho DB / Dt$  ( $\rho$  — 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 источник звука, внутренне связанные с потоком и неразделимые завихренности потока и градиенты энтропии. Источники звука локализованы в тех областях потока, где завихренность и градиенты энтропии отличны от нуля; вне этих областей звук только распро-

страивается, взаимодействуя с безвихревым (эпиротинным) осевым потоком. На основании ур-ния (\*) можно получить в общем виде выражение для определения звукового давления. Однако практика применения его ограничено вследствие сложности решения, поэтому в А. пользуются упрощающими предположениями и аналогиями.

Для турбулентных струй применяется аналогия Лайтхилла, согласно к-рой значения зитронии и плотности струи считаются постоянными и равными значениям этих величин в окружающей среде, а также считается, что излучение звука струей происходит в неоднородную среду; обратное воздействие излученного звука на поток при этом не учитывается. В этом случае ур-ние (\*) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_j \partial x_j},$$

где тензор напряжения  $T_{ij} = \rho_0 u_i u_j$ ,  $\rho_0$  и  $c_0$  — плотность и скорость звука в невозмущенной 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 ( $M$  — Маха число). При больших числах  $M$  становятся существенными эффекты рефракции и рассеяния звука, вызванные влиянием скорости потока в струе, и аналогии Лайтхилла неприменима. Для дозвуковых турбулентных струй Лайтхилл установил подтвержденный впоследствии экспериментально «закон восьмой степени» зависимости мощности шума от скорости истечения струи. В результате для турбулентной струи оказалось возможным найти спектр шума, создаваемого всей струей и её отд. участками, расположенными на разл. расстояниях от начала истечения. Турбулентная струя создаёт широкополосный, практически сплошной шум; максимум звуковой мощности наблюдается при  $Stk_{max} \text{ числе } Sh = [D]v = 0.3$  (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 отчетливо проявляются дискретные составляющие, обусловленные скачками уплотнения в струе и колебаниями всей струи.

Несмотря на то, что акустич. энергии струи составляет всего 0,1% её кинетич. энергии, с ростом мощности источников шума (реактивные и ракетные двигатели самолетов и ракет), шум, создаваемый струями, достигает высоких уровней, и поэтому разрабатываются меры по снижению шума выходящих 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 образующегося шума с помощью звукопоглощающих конструкций и материалов и установки преград на пути распространения звука.

Для воздушных винтов используется подход Гутинга, в к-ром действие движущихся лопастей на окружающую среду заменяется моделью источников в виде элементарных сил давления, распределенных по лопастям, 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 лопастей и дискретные составляющие, обусловленные вытеснением объема среды лопастью. Шум других лопаточных машин (компрес-

сор, вентиляторов, турбина) аналогичен шуму винта, однако в спектре их снижается доля дискретных составляющих и возрастает роль вынужденного 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 вынужденного шума и появлению звуковых колебаний, связанных с появлением ударных волн. Большую роль в образовании шума многоступенчатых лопаточных машин играют нестационарные аэродинамич. нагрузки на лопатки, обусловленные влиянием аэродинамич. следов от лопастей предыдущего аппарата. Снижение шума таких источников достигается в результате уменьшения окружной скорости, увеличения расстояния между окружающим аппаратом и рабочим колесом, увеличения числа и ширины лопастей у воздушного винта и т. д.

Значит, внимание в А. уделяется вопросу распространения звука в канале с impedanceными 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 impedance стенку, обеспечивающую макс. снижение шума в выбранном диапазоне частот. Выбор характеристик impedance 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. И., О звуковом поле вращающегося воздушного винта, *ЖТФ*, 1936, т. 6, с. 899; Влохинцев Л. И., Акустика неоднородной движущейся среды, 2 изд., М., 1984; Аэроакустика шума в технике, пер. с англ., М., 1980; Голдштейн М. Е., Аэроакустика, пер. с англ., М., 1981; Мунин А. Г., Кузнецов В. М., Леонтьев Е. А., Аэродинамические источники шума, М., 1984; Аэродинамическая акустика, ч. 1—2, М., 1986; Light-Hill M. J., On sound generated aerodynamically. I. — II, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 1952, v. 211, n. 1107, p. 564, 1954, v. 222, n. 1148, p. 1. А. Г. Мунин.

**АЭРОДИНАМИКА** (от греч. *aēr* — воздух и *dynamis* — сила) — раздел *гидроаэромеханики*, в к-ром изучаются законы движения воздушной (более общо — газообразной) среды и её силового взаимодействия с движущимися в ней твердыми телами, т. е. обр. близкими по форме к используемым в авиации (крыло, удаленное 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 отдельные спец. прикладные области. Так, изучение движения самолета в целом составило содержание А. самолета, а отд. вопросы, потребовавшие углубленного рассмотрения движений самолета и др. летат. аппаратов и их устойчивости, привели к появлению самолостот., отрасли — динамики полета в атмосфере. Широкая область левиаид, применений А. получила наименование промышленной А. К ней обычно относят теорию и расчёт воздухоудерж., 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 простейшей её раздел входит *аэроакустика*.

Теоретич. А. базируется на общих ур-ниях гидродинамики. 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  $Ma \ll 1$ ), и сжимаемой идеальной жидкости (случай больших скоростей, точнее чисел  $M \geq 1$ ). При рассмотрении более сложных вопросов — аэродинамического сопротивления и теплоотдачи тел, а также для изучения деталей движения вблизи поверхности тел и в «следе» за ними, в частности вопросов нарушения обтекваемости тел, в А. применяются ур-ния движения вязких жидкостей и газа (Навье — Стокса уравнения).

Наличие в реальных жидкостях и газах внутр. трения (вязкости) вносит существенн. поправки в А. идеальной жидкости. Возникает отсутствие в идеальной жидкости сопротивления (см. Д'Аламбера — Эйлера парадокс); распределение давлений по поверхности обтекаемого тела, а следовательно, и подъемная 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 вызывают изучение и расчёт вихревых и открытых 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 и плоского параллельном потоке и крыла конечного размаха в пространственном потоке, а также на изучении явления интерференции (взаимодействия) частей самолёта: крыла и фюзеляжа, крыла и мотогондла, фюзеляжа и осернения и т. п. Особое значение в А. самолёта имеют проблемы нестационарного течения, вибрации крыла и осернения (см. Аэроупругость). Большие скорости полёта приводят к значит. усложнению всех этих явлений и требуют углубления теоретич. методов и значит. развития эскперим. 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.: Филбрик и Н. Я. Аэродинамика, М., 1964; Кравцов Н. Ф., Аэродинамика, ч. 1—2, 3 изд., М., 1980; Гинзбург И. П., Аэрогазодинамика. (Краткий курс), М., 1966; Горлиц С. М., Экспериментальная аэромеханика, М., 1970. Л. Г. Лойкацкий.

**АЭРОДИНАМИКА РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ** — см. Динамика разреженных газов.

**АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ СИЛА** — см. Аэродинамическая сила и момент.

**АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТРУБА** — 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 эскперим. 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 натурального объекта в полёте, необходимо: исключить или максимально ослабить влияние ограничений 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  $Re = \rho v l / \mu$ , а для полёта на больших высотах и Кнудсена числа  $Kn = \lambda / l$ , что и для натурального объекта (здесь  $l$  — характерный размер модели,  $v$  — скорость движения газа,  $a$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность,  $\mu$  — коэфф. динамич. вязкости,  $\lambda$  — длина свободного пробега молекулы 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

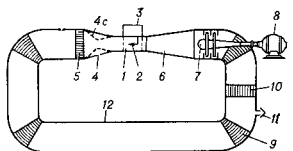


Рис. 1. Дозвуковая аэродинамическая труба.

эллипса или многоугольника). Последующая 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

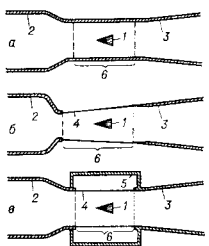


Рис. 2. Схема рабочей части аэродинамической трубы (а — закрытая, б — открытая, в — открытая рабочая часть с камерой Эффелса; 1 — модель; 2 — сопло; 3 — диффузор; 4 — струя газа, выходящая из сопла; 5 — камера Эффелса; 6 — длина рабочей части).

(хонейкомб) 5. Диффузор 6 уменьшает скорость и повышает давление потока, выходящего из рабочей части. Компрессор (депитлятор) 7, приводимый в действие силовой установкой 8, компенсирует потери энергии, направляющие лопатки 9 уменьшают потери; 10 — обратный канал. Радиатор 10 обеспечивает постоянство темп-ры газа в рабочей части. Единица 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 ат-



моферному, струю в рабочей части отделяют от атмосферы т. н. камерой Фифеля (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 соуду подводится из атмосферы или спец. ёмкости. Если статич. давление потока после диффузора ниже атмосферного, то воздух выпускается в газододер низкого давления или его давление повышается до атмосферного компрессором или эжектором. Размер сечений 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. Сущест. 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 входит критерий подобия  $M$  и  $Re$ :

$$P = \frac{1}{k_y} \frac{S}{2\pi R} Re^2 M \frac{\mu^{3/2} \alpha^2}{k\rho}, \quad (1)$$

где  $K_y = \eta_0 K_f \gamma$  — качество установки;  $\eta_0$  — кид вентилятора;  $K_f = \frac{0,5 \rho S c^2}{\Sigma \text{потери}}$  — качество А. т., т. е. отношение кинетич. энергии массы газа, протекающего через рабоч. сечение в 1 с, к сумме потерь энергии, возникающих при течи газу 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 diam. ок. 2 м имеют  $K_y \approx 3$ .

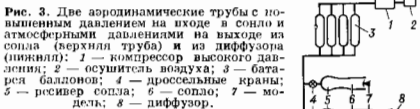
При условии  $K_y = \text{const}$ , согласно (1),  $P \sim M, Re^2$  и обратно пропорциональна  $p$ . Для уменьшения мощн. установки при заданных значениях чисел  $M$  и  $Re$  создат. т. н. А. т. черем. плотности, давление в рабочей части к-рых достигает 2,5 МПа.

**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 и газ в сверхзвуковых диффузорах сопровождается большими потерями энергии, к-рые быстро увеличиваются с ростом числа  $M$ . Для повышения эффективности диффузоров торможение сверхзвуковой струи осуществляется в системе косых скачков уплотнения; при этом положение стоек диффузора и, в частности, размер его миним. сечения иногда делают регулируемым в процессе запуска А. т. Необходимы для работы сверхзвуковой А. т. стеньги сжатия компрессора и мощност. силовой установки быстро увеличиваются по мере роста числа  $M$ . С увеличением скорости течения, изотропически расширяющегося в сверхзвуковом сопле, уменьшаются его темп-ра и давление в соответствии с ур-ниями

$$T = \frac{T_0}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \quad \text{и} \quad p = \frac{p_0}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{k/k-1}}$$

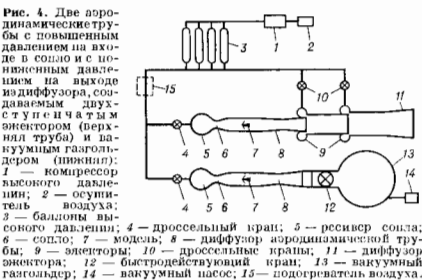
При этом относит. влажность воздуха, обычно содержащая дождевые пары, возрастает, и при числе  $M \approx 1,2$  происходит конденсация паров воды, сопровождающаяся образованием ударных волн — скачков конденсации, существенно нарушающих равномерность потока в рабочей части А. т. Для предотвращения скачков 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 мощн. и трудность, возникающая при числе  $M > 4$  вследствие быстрого роста необходимой стеньги сжатия компрессора. Поэтому широкое распространение получили т. н. баллонные А. т., к-рые



создаются по незамкнутой схеме и могут быть отнесены к одной из двух групп. Установки 1-й группы (рис. 3) применяются для получения чисел  $M < 5$ ; они позволяют получать большие числа  $Re$  при относительно малой мощн. 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 (10 мм рт. ст.) конденсируется без заметного переохлаждения. Конденсация его существенно изменяет свойства струи, вытекающей из сопла, и делает её практически непригодной для аэродинамич. экспериментов. Предельное число  $M_c$ , соответствующее началу



равновесной конденсации воздуха, является ф-цией полного давления  $p_0$  и темп-ры  $T_0$  газа, расширяющегося в сопле (рис. 5). Для предотвращения конденсации воздуха подогревается до заданной темп-ры в подогревателе 15 (рис. 4).

Трансзвуковые аэродинамич. трубы позволяют исследовать модели летат. аппарата при скоростях полета, близких или равных скорости звука. Особенностью обтекания тел в этих условиях является большой угол между фронтом возникающих ударных волн и скоростью

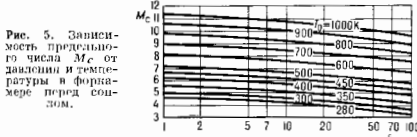


Рис. 5. Зависимость предельного числа  $M_c$  от давления и температуры в фойерере перед соплом.

потока перед телом ( $\alpha \rightarrow 90^\circ$ ). В отличие от условий свободной волны, в А. т. фронт ударной волны, отразившись от границ рабочей части, может пересечь поверх-

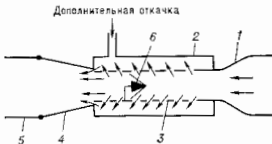


Рис. 6. Схема трансзвуковой аэродинамической трубы: 1 — сопло; 2 — камера; 3 — перфорированная стенка; 4 — регулируемая шторка диффузора; 5 — диффузор; 6 — модель.

ности 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. Пропищаемость боковых стенок трансзвуковой А. т. (рис. 6) позволяет изменить расход воздуха через перфорацию путём изменения перепада давления, что даёт возможность непрерывно изменять числа  $M$  в рабочей части в трансзвуковом диапазоне  $0,7 < M < 1,3$ .

Высокотемпературные аэродинамич. трубы — особый группа А. т., позволяющая изучать влияние на аэродинамич. характеристики не только больших чисел  $M$ , но также высоких темп-р и связанный с ними явления диссоциации и ионизации газа. Установки этого типа позволяют получать значения давления и темп-ры, близкие к натурным, однако время эксперимента получается малым ( $\tau \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  с).

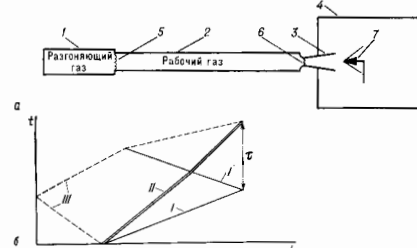


Рис. 7. а — схема ударной аэродинамической трубы; б — циклограмма её работы в координатах: время  $t$ , длина вдоль оси трубы  $l$ .

Ударная аэродинамич. труба (рис. 7) состоит из двух цилиндров. Емкостью  $I$  и  $II$ , сверхзвукового сопла  $3$  и вакуумированного газодержателя  $4$ . 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 значимой, существенно превышающих соответствующие величины рабочего газа в отсеке  $II$ . Мембрана  $5$  разрушается, и разгоняющий газ, отделённый от рабочего т. и. контактной поверхностью, устремляется в отсек  $II$ , 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  $t$  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  $II$ . 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  $II$ , 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 откачанную газгольдер  $7$ . Перед запуском установки давление в камере  $I$  повышается до заданной величины и между электродами  $2$  производится разряд батареи конденсаторов. Сила тока и разряд достигает  $10^8$  А. Давление и темп-ра в камере возрастают, мембрана  $3$  разрывается и начинается течение газа, давление и темп-ра к-рого в камере  $I$  достигают в нач. момент  $4500$  К и  $1,5 \cdot 10^6$  Па. Время эксперимента  $\tau \sim 10$  мс. В процессе эксперимента темп-ра и давление в камере монотонно убывают, а в рабочем газе присутствуют

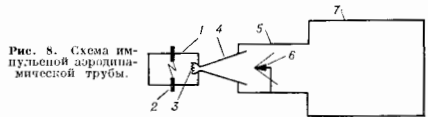


Рис. 8. Схема импульсной аэродинамической трубы.

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. Область их применения — исследование свойств теплозащитных материалов, работающих при высоких темп-рах. Дугой разряд между охлаждаемыми поверхностями центр. электрода  $6$  и камеры  $I$  врывается 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. аппарата.

**Высотные аэродинамич. трубы** (рис. 10) предназначены для исследования обтекания моделей разреженным газом, что соответствует полетам на больших высотах, когда числа  $Kn \approx 10^{-2} - 10^2$ . Подготовка установок и запуску начинается с откачки камеры форвакуумными диффузионными насосами и захолаживания панелей диффузионными насосами и захолаживания панелей

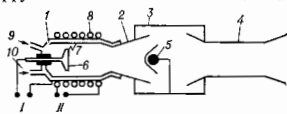


рис. 9. Схема электродуговой аэродинамической трубы: 1 — форвакуумная сопла; 2 — сопло; 3 — рабочая часть с высотной камерой; 4 — диффузор; 5 — модель; 6 — грибовидный электрод; 7 — разряд; 8 — индукционная катушка; 9 — рабочий газ (водород); 10 — охлаждающая вода; 11 — ток дугового разряда; 11 — ток индукционной катушки.

лей криогенного насоса. Рабочий газ поступает из баллона 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

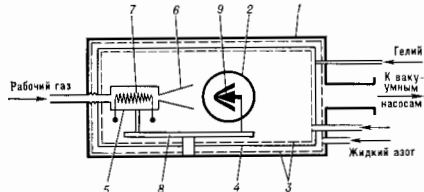


рис. 10. Схема высотной аэродинамической трубы: 1 — корпус высотной камеры; 2 — слот в стенке камеры, закрытый стеклом; 3 и 4 — панели криогенного насоса; 5 — ресивер соля; 6 — сопло; 7 — подогреватель рабочего газа; 8 — координатный; 9 — модель.

внутренняя 4 — гелием, охлажденным 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 прочност. конструкции изучаемого изделия, работу приборных отсеков и т. п. В большинстве случаев рассматривается воздействие акустич. поля, возникающего при работе двигателя и обтекании поверхностей деталей аппарата. Аэроакустич. А. т. отличается от обычных тем, что их конструкция предусматривает спец. мероприятия, препятствующие провониванию в рабочую часть акустич. полей, связанных с работой силовой установки и вентиляторов А. т. Стенки рабочей части покрываются 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 шторморные, малотурбулентные А. т., установки для испытания воздушно-реактивных двигателей, воздухозаборников, сопел и др.

В гидроаэродинамике для исследования характеристик водных гребных винтов, подводных лодок, подводных частей судов и др. применяют гидроаэродинамич. и кавитат. 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; Горюлин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения. Методы и приборы, М., 1964; Дюбуа А., Ройн К., Аэродинамические трубы больших скоростей, пер. с англ., М., 1968; Горюлин С. М., Экспериментальная аэромеханика, М., 1970; Экспериментальные методы в динамике разреженных газов, Новосибир., 1974; Яковлев А. И., Яковлев А. И., КОЭФФИЦИЕНТЫ

**АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ** — безразмерные величины, характеризующие аэродинамические силы и моменты, действующие на тело, движущееся в жидкой или газообразной среде. В аэродинамике целью моделирования — определение А. к. при испытании в аэродинамических трубах и др. экспериментах, установка моделей, геометрически подобных натурным объектам. Если в модельных и натуральных условиях приборными аэродинамич. подобия (*Маха число*  $M$ , *Рейнольдса число*  $Re$ , *Струхали число*  $Sh$  и др.) одинаковы, а также соблюдается кинематич. подобие, то значения А. к. модели и натуре будут равны. А. к., как и их проекции на оси координат, не зависят от размеров физ. свойств среды и размеров тела, а зависят лишь от его формы, ориентации и безразмерных критериев аэродинамич. подобия, отношения уд. теплотемпности среды  $k=c_p/c_v$  и др. Это позволяет определить нагрузки, действующие на натурный объект, по результатам модельных исследований. А. к.  $C_{RA}$  аэродинамич. силы  $R_A$  и  $m$  аэродинамич. момента  $M$  соответственно равны:

$$C_{RA} = R_A \frac{\rho v^2}{2} S, \quad m = M \frac{\rho v^2}{2} S l,$$

где  $\rho v^2/2$   $q$  — скоростной напор или динамич. давление,  $\rho$  — плотность среды, в к-рой происходит движение;  $v_\infty$  — скорость движения тела (или скорости невозмущенного 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 силы и моменты*), отнесенные к скоростному напору и геом. параметрам  $S$  и  $l$ , определяют значения А. к. лобового сопротивления  $C_x = X_A/qS$ , аэродинамич. подъемной силы  $C_y = Y_A/qS$ , аэродинамич. боковой силы  $C_z = Z_A/qS$ , коэф. аэродинамич. моментов креста  $m_{x_0} = M_{x_0}/qSl$ , рыскация  $m_{y_0} = M_{y_0}/qSl$  и тангажа  $m_{z_0} = M_{z_0}/qSl$  (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  $C_x$  и  $C_x$  считаются положительными, когда направлены противоположно оси  $Ox_x$  ( $Ox$ ), остальные составляющие А. к. силы и момента положительными, когда их вектор направлен по соответствующей оси.

Выбор характерных геом. параметров ( $S$ ,  $l$ ), к к-рым принято относить силы и моменты, производится для

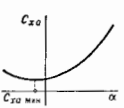


рис. 1. Зависимость  $C_{x0}$  от угла атаки  $\alpha$ .

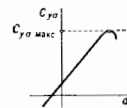


рис. 2. Зависимость  $C_{y0 \text{ макс}}$  от угла атаки  $\alpha$ .

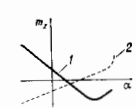


рис. 3. Зависимость  $m_x$  от угла атаки  $\alpha$ .

разных летат. аппаратов разл. способами. Для самолета  $S$  — площадь крыла в плане, включая подфюзеляжную часть. Для снарядов баллистич. ракет и слабонапряженных летат. аппаратов — это площадь мидельового сечения, т. е. площадь наибольшего поперечного сечения корпуса (фюзеляжа). При определении  $m_x$  и  $m_{y_0}$  ( $m_x$  и  $m_{y_0}$  самолета в качестве  $l$  принимается разл. хорды, а для  $m_{z_0}$  ( $m_z$ ) — его ср. аэродинамич. хорда. В ракетостроении в качестве  $l$  используется длина ракеты. А. к. тела заданной конфигурации при фикс.

справанных значениях критериев аэродинамич. подобия и установившемся (стационарном) движении завися от его ориентации к потоку (от углов атаки  $\alpha$ , скольжения  $\beta$  и крена  $\gamma$ , рис. 1, 2). При установившемся движении А. к. зависит 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  $I$  соответствует статически устойчивому аппарату, т. к. при отклонении от т. н. балансировочного угла атаки  $\alpha$ , 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. зависит 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. Незмонотонность 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 сопротивлений и подъёмной силы, а также для расчёта его устой-

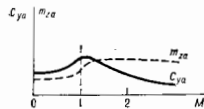


Рис. 4. Зависимость  $C_{ya}$  и  $m_{za}$  от числа  $M$ .

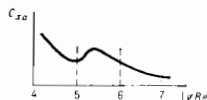


Рис. 5. Зависимость  $C_{xa}$  от числа  $Re$ .

чивости и управляемости. Осн. метод определения А. к. сложных по форме тел — эксперименты на моделях и ватурных объектах, хотя расчётно-теоретич. методы с использованием ЭВМ получают всё большее развитие и позволяют решать всё более сложные задачи аэродинамики.

Лит.: Фабрикант Н. П., Аэродинамика, М., 1964; Аржаников Н. С., Малые в. 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  $R_A$  и к паре сил с моментом  $M$ , наз. аэродинамич. моментом. А. с. и м. определяются ф-лами

$$R_A = \int_{\Sigma} (p_n + \tau_n) ds,$$

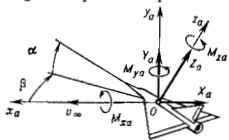
$$M = \int_{\Sigma} [r(p_n + \tau_n)] ds,$$

где интегралы берутся по всей площ. поверхности тела  $\Sigma$ ;  $p_n$  и  $\tau_n$  — векторы проекций давления и направления трения на нормаль к элементу поверхности  $ds$ ;  $r$  — радиус-вектор элемента поверхности, проведённый из точки, относительно к-рой вычисляется момент. В аэродинамике обычно используются проек-

циями А. с. и м. на осн 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  $R_A$  на ось  $x_a$  и направлена противополо-

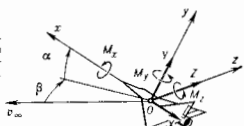
Рис. 4. Проекция аэродинамической силы и момента в скоростной системе координат;  $\alpha$  — угол атаки,  $\beta$  — угол скольжения.



жно вектору скорости полёта  $v_{\infty}$ ,  $Y_A$  — аэродинамич. подъёмная сила и  $Z_A$  — аэродинамич. боковая сила — проекция  $R_A$  на ось  $y_a$  и  $z_a$  соответственно. Составляющие аэродинамич. момента  $M$  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.

В связанной с лётчиком телом системе (рис. 2) координат осей  $x$  совпадает с продольной осью летат.

Рис. 2. Проекция аэродинамической силы и момента в связанной системе координат; обозначения, как на рис. 1.



аппарата и направлена вперёд по его движению. Разложение  $M$  в связанной системе аналогично скоростной, а составляющие  $R_A$  по осем этой системы наз.  $X$  — аэродинамич. продольной силой,  $Y$  — аэродинамич. нормальная силой и  $Z$  — аэродинамич. поперечной силой.

Лит.: Фабрикант П. Я., Аэродинамика, М., 1964; Аржаников Н. С., Малые в. 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 испытывает тела при полёте в атмосфере. Энергия, затрачиваемая на преодоление сопротивления, частично передаётся телу в виде А. н. Рассмотрение физ. процессов, обуславливающих 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 вызвано 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 (энthalпия) газа при его торможении у поверхности тела близко к энthalпии торможения:  $H_0 = H_{\infty} + v^2/2$ , где  $H_{\infty}$  — энthalпия набегающего потока, а  $v$  — скорость полёта. Если скорость полёта не слишком высока ( $\leq 1000$  м/с), то уд. теплоёмкость при пост. давлении  $c_p$  может счи-

таться постоянной и соответствующая темп-ра торможения газа может быть определена из выражения

$$T_0 = T_n + v^2/2c_p.$$

При полёте со скоростью звука повышение темп-ры воздуха у тела составляет до 50 К; при входе в атмосферу Земли с первой косм. 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. я. движущегося тела. Существуют две формы А. я.: конвективный нагрев и радиационный.

К о п е к т и в н ы й п а г р е в происходит вследствие передачи теплоты теплопроводностью из «горячей» части пограничного слоя к поверхности тела. Количество конвективный тепловой поток  $q_k$  описывается соотношением, представляющим собой модифицир. закон Ньютона для теплообмена

$$q_k = \alpha (T_e - T_w),$$

где  $T_e$  — равновесная темп-ра (предельная темп-ра, до к-рой могла бы нагреться поверхность тела, если бы не было отвода энергии),  $\alpha$  — 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 —  $r \approx 3/Pr$ ),  $T_1$  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  $\alpha$  зависит от скорости и высоты полёта, формы и размеров тела, а также от яек-рых др. факторов. Любая 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 шероховатость теплофиз. свойств газа поперёк пограничного слоя. Здесь  $r$  и  $v$  — плотность и скорость газа,  $\mu$  и  $\lambda$  — коэфф. вязкости и теплопроводности,  $L$  — характерный размер тела. Наиб. влияние на конвективный А. я. оказывает число Рейнольдса. В простейшем случае продольного обтекания плоской пластины закон конвективного теплообмена для ламинарного пограничного слоя имеет вид

$$Nu_w = 0,332 Re_w^{0,5} Pr^{1/3} (\rho_w \mu_w / \rho_e \mu_e)^{0,4},$$

где  $\rho^*$  и  $\mu^*$  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 затупленным сферич. формой ламинарный теплообмен описывается соотношением:

$$Nu_w = 0,763 Re_w^{0,5} Pr^{0,4} (\rho_w \mu_w / \rho_e \mu_e)^{0,4},$$

где  $\rho_e$  и  $\mu_e$  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. я., связанная с тем, что, помимо молекулярной теплопроводности, существ. роль в переносе энергии нагретого газа к поверхности тела начинают играть турбулентные вихулици.

При теоретич. расчёте А. я. аппарата, летящего в плотных слоях атмосферы, течение около тела можно

разбить на две области — вязкую и невязкую (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. я. могут быть использованы разл. приближённые методы.

А. я. 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. я. стенок сопла ракетных двигателей.

Для получения данных по А. я., особенно для тел сложной формы, в т. ч. тел, обтекаемых с образованием отрывных областей, проводят эксперим. исследования на модельных, 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 молекулы 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 доп. вклад в конвективный А. я. В случае диссоциации и ионизации удобно перейти от темп-ры к энтальпии:

$$q_k = \frac{\alpha}{c_{pw}} (\mathcal{H}_e - \mathcal{H}_w),$$

где  $\mathcal{H}_e = \mathcal{H}_1 + v_1^2/2$  — равновесная энтальпия,  $\mathcal{H}_1$  и  $v_1$  — энтальпия и скорость газа на внеш. границе пограничного слоя, а  $\mathcal{H}_w$  — энтальпия набегающего газа при темп-ре поверхности. В этом случае для определения  $\alpha$  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 неравносность 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. неравносности на А. я. 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. я. уменьшается. В этом случае важную роль приобретает каталитич. свойства материала поверхности тела. Применяя материалы или покрытия с низкой каталитич. активностью во отношении к реакциям рекомбинации (напр., двуокиси хрсмни), можно заметно снизить величину конвективного А. я.

Если через произвольную поверхность тела происходит поток («вдув») газообразного охладителя внутрь пограничного слоя, то интенсивность конвективного А. я. снижается. Это происходит гл. обр. в результате доп. 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 коэф-

вектинного теплового потока можно определить по формуле

$$q_{\text{ка}} = q_{\text{ко}} - \gamma G (\mathcal{H}_e - \mathcal{H}_w),$$

где  $q_{\text{ка}}$  — конвективный тепловой поток к эквивалентной перпендикулярной поверхности,  $G$  — уд. массовый расход вдуваемого газа через поверхность,  $\alpha$  — коэф. вдува, зависящий от режима течения в пограничном слое, а также свойств набегающего и вдуваемого газов.

Р а д и а ц и ю н н ы й г а з е в и злучает вследствие переноса лучистой энергии из области с повышенной темп.-ой к поверхности тела. При этом наибольшую роль играет излучение в УФ- и видимой областях спектра. Для теории расчёта радиац. нагрева необходимо решать систему интегродифференциальных уравнений 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  $q_{\text{ра}}$  к поверхности тела может быть рассчитан с помощью *Стефана—Больцмана закона излучения*:

$$q_{\text{ра}} = \sigma T_2^4,$$

где  $T_2$  — темп.-ра газа между ударной волной и телом,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) — постоянная Стефана,  $\epsilon$  — опф. степень черноты излучающего объёма газа, к-рый в первом приближении может рассматриваться как плоский изотермич. слой. Величина  $\epsilon$  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 отнест. 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 нижележ. его темп.-р. В этом случае при расчёте радиац. А. н. должна быть введена поправка, величина к-рой определяется параметром высвечения:

$$\Gamma = q_{\text{ра}} / (0,5 \rho_{\text{н}} v^3),$$

где  $v$  — скорость полёта,  $\rho_{\text{н}}$  — 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 сравнимы 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. для свободного пробега молекула газа соизмерима или даже превышает размеры тела. В этом случае образования ударной волны не происходит и при больших скоростях полёта (по порядку первой космической) для расчёта А. н. может быть использована простая ф-ла

$$q_{\text{к}} = 0,5 \rho_{\text{н}} v^3 \cos \beta,$$

где  $\beta$  — угол между нормалью к поверхности тела и вектором скорости набегающего потока,  $\alpha$  — коэф. accommodation, к-рый зависит от свойств набегающего газа и материала поверхности и, как правило, близок к единице.

С А. я. связана проблема «тепловой барьеры», возникающая при создании сверхзвуковых самолётов и ракет-носителей. Важную роль А. я. 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. я. применяются спец. системы *теплозащиты*.

Лит.: Радиационное спекание газов при высоких температурах, М., 1971; Основы теории полёта космических аппаратов, М., 1972; Основы тепловых защит в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975. П. А. Андреев.

**АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ ФОКУС** — 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. осн. А. ф. по углу атаки определяется для движения летат. аппарата только в плоскости угла атаки. Он расположен на линии пересечения плоскости *ОХЗ* 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.  $dm_x/d\alpha = 0$ , где  $m_x$  — коэф. аэродинамич. момента тангажа,  $\alpha$  — угол атаки. А. ф. для движения летат. аппарата только в плоскости угла скольжения  $\beta$  наз. фокусом по углу скольжения и определяется условиями  $dm_y/d\beta = 0$  и  $dm_z/d\beta = 0$ , где  $m_y$ ,  $m_z$  — коэф. аэродинамич. моментов рысканья и крена (см. *Аэродинамические коэффициенты*).

Взаимное расположение А. ф. и центра масс летат. аппарата позволяют 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. сил. 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.

**АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ** — 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 газодинамич. авиацией, ракетной техникой, турбостроением, пром. произ-во и строительством, требуют для решения эксперим. исследований. Итоговая цель этих исследований — определение сил, действующих на объектное тело, с целью расчёта траектории его движения, требуемой мощности двигателей и прочности элементов конструкции, тепловых потоков и элементов 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 моделируются рассматриваемое движение (напр., движение спариды, 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 тении будут совпадать.

Осн. критериями динамич. подобия для установившегося обтекания тела газом являются: *Маха число*  $M = v/a$ , *Рейнольдса число*  $Re = v l / \nu$  и  $k = c_p / c_v$ , где  $v$  и  $a$  — скорости потока и звука в газе перед моделью,  $l$  — характерный линейный размер модели,  $\nu$  — коэф. кинематич. вязкости газа,  $c_p$  и  $c_v$  — коэф. теплоёмкости при пост. давлении и объёме. Равенство этих чисел для модели и натуре 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 сжимаемость 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 натурального объекта. Если при этом числе  $Re$  модели и натуре неодинаковы, то влияние его на величину аэро-

динамич. коэф. учитывается расчётной или эксперим. поправкой.

Эксперим. исследование полёта на больших высотах и скоростях связано с необходимостью соблюдать доп. условия, к числу к-рых относятся безразмерные комбинации  $M/\sqrt{Re}$  или  $M/Re$ , характеризующие отношение длины свободного пробега молекулы к размеру тела. Кроме того, при больших сверхзвуковых скоростях необходимо соблюдать условия тентлового подобия, т. е. подобия температурных полей и тентловых потоков, характеризующихся *Прандтля числом*  $Pr = \mu c_p/k$ , *Нуссельта числом*  $Nu = \alpha l/k$  и *Стэнтона числом*  $St = \alpha l / (\rho c_p v)$ , где  $\alpha$  — коэф. теплоотдачи, и  $l$  — коэф. вязкости и теплопроводности газа,  $\rho$  — плотность тентющего газа. При исследовании нестационарного движения необходимо, кроме перечисленных, соблюдать также критерий гомоморфности, характеризующий *Струала числом*  $Sh = vt/l$ , где  $t$  — характерное время процесса.

Методы создания потока, обтекающего модель. Существует неск. способов осуществления обтекания исследуемой моделью. Поскольку характер потока около обтекаемого тела и действующая на него сила 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 закрепленных моделей. Это основной и наиболее распространенный метод А. э. Одно из его достоинств — возможность испытания 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 всесторонние исследования. Недосток аэродинамич. труб — трудность получения чисел  $M > 10 - 12$ , т. к. для предотвращения конденсации воздуха, ускоряющегося в сопле аэродинамич. трубы, его необходимо нагреть до темп., превышающих  $1000^\circ\text{C}$ . 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 различные физ. свойства воздуха и одноатомных газов. К недостаткам аэродинамич. труб также относятся повышенная турбулентность потока и трудности, вызываемые необходимостью предотвращения или учёта влияния на обтекание модели стенок аэродинамич. трубы и держанок 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 ка-

таулируется (выстреляется) в первом случае в неподвижном воздухе, 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  $M$

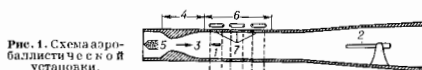


рис. 1. Схема аэробаллистической установки.

модели относительно движущегося воздуха равно 30; при этом можно получить число  $Re \sim 10^8$  и темп.-ру торможения  $T_0 \sim 2000$  К. В аэробаллистич. установке (рис. 1) исследуемая модель 1 выстреляется пушкой 2 навстречу потоку газа, выходящего из сверхзвукового сопла 4; иррадирует через кричч. сечение сопла. Модель улавливается контейнером 5. Через окна 7 в стенках рабочей части 6 производится фотография моделей *теньевым методом*. Параллельный пучок света от точечного источника 8 (обычно искровой разряд с длиной волны сечения  $10^{-8}$  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 последовательные фотоснимки, 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

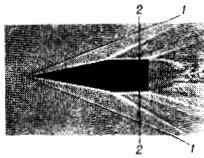


рис. 2. Теневая фотография летящей модели: 1 — ударные волны; 2 — визирная линия.

по расстоянию между визирными линиями, падающими 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 катаулируются назем-

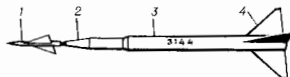


рис. 3. Испытание в свободном полёте: 1 — исследуемая модель; 2 — телеметрия; 3 — ракетный двигатель; 4 — стабилизатор.

ными 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. д. Недостатки этого метода А. э. — сложность и дороговизна, ограничивающие возможность проведения систематич. исследований.

Ракетная тележка (рис. 4) представляет собой люльку, к-рая движется по рельсам и ускоряется системой ракетных двигателей. Исследуемая модель и измерит. аппаратура крепятся на спец. раме. Совр. ра-

кетные тележки позволяют получать числа  $M \leq 3,5$  и в осн. служат для исследования наращотков, катализируемых сидений пилотов, прочности конструкций крыльев, фюзеляжа и т. п. Торможение ракетных тележек производится воздушным и гидравлич. тормозами,

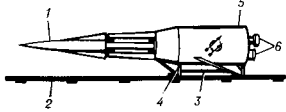


Рис. 4. Ракетная тележка: 1 — испытуемая модель; 2 — рельсовый путь; 3 — рама тележки; 4 — скользящие башкимаки; 5 — корпус тележки; 6 — сопла ракетных двигателей.

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, стенов и установок, они в подавляющем числе случаев не могут обеспечить полное подобие условий обтекания модели и натурн. Окончат. суждение о качестве проведенных 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 величин, направления и точки приложения *аэродинамических сил и моментов*, 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 акселерограмми. На баллистич. и аэробаллистич. установках ускорение обычно находят по изменению скорости модели вдоль траектории.

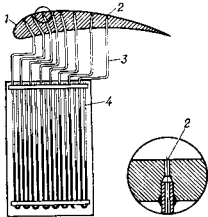


Рис. 5. Схема измерений статических давлений на поверхности модели: 1 — модель; 2 — дренажные отстойники; 3 — трубки; 4 — манометр.

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 силы измеряются при помощи т. н. дренажных отверстий, к-рые соединены с манометрами (рис. 5). Тип манометра выбирают и соответствующим образом с заданной точностью, предполагаемой величиной измеряемого давления и длительностью эксперимента, к-рый изменяется от  $10^{-2}$  с для ударных труб до  $10^2$  с для обычных аэродинамич. труб. Силы, касательные к поверхности тела, обычно находят расчётом. В нек-рых случаях их определяют, измеряя поле скорости в пограничном слое или применяя спец. несн.

Методы измерения скорости газа, обтекающего модель. Скорость в аэродинамич. трубах, на самолётах и летящих моделях и в большинстве случаев измеряется трубками (насадками) Праудля. Манометры, подключённые к насадке Праудля, ре-

гистрируют полное  $p_0$  и статическое  $p$  давления текущего газа. Скорость в несжимаемом газе ( $\rho = \text{const}$ ) определяется из уравн. Бернулли

$$v = \sqrt{2(p_0 - p)/\rho}.$$

Если измеряемая скорость больше скорости звука, перед насадком возникает ударная волна, и показания манометра, соединённого с трубкой полного давления, будут соответствовать величине полного давления за ударной волной  $p_0' < p_0$ . Число  $M$  перед ударной волной находят по ф-ле Рэлей:

$$\frac{p_0'}{p_0} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \cdot \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \frac{1}{M^{\frac{2k}{k-1}}} \cdot \frac{1}{\left(\frac{2k}{k-1} M^2 - 1\right)^{\frac{1}{k-1}}}.$$

Для измерения числа  $M$  в сверхзвуковом потоке иногда пользуются зависимостью между углом  $\alpha$  наклона ударной волны (т. е. между вектором скорости перед скачком и линией фронта волны), числом  $M$  и углом  $\theta$  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. начали практич. внедрение лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС), источником света в к-рых служит лазер, и скорость газа

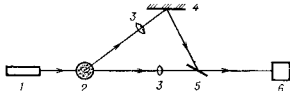


Рис. 6. Схема лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС): 1 — лазер; 2 — исследуемая область течения; 3 — линза; 4 — непрозрачное зеркало; 5 — полупрозрачное зеркало; 6 — приемник излучения.

измеряется по доплеровскому смещению длины волны луча света, рассеянного твёрдыми или жидкими частицами, находящимися в исследуемой области течения (рис. 6). Скорость движения частиц размером  $d \sim 10^{-1}$  мкм принимается равной скорости газа. Существующая аппаратура позволяет измерять три компонента средней и пульсационной скоростей в диапазоне  $10^{-1} - 10^3$  м/с при температурах исследуемого газа до  $10^3$  К.

Существуют также методы, позволяющие определить скорость газа по изменению кол-ва теплоты, отводимой от нагретой поверхности датчиков *термоанемометра*. При этом измеряются не три компонента средней и пульсационной скоростей. Однако, поскольку термоанемометры фактически регистрируют величину произведенной  $q$ , то ось, область их применения являются дозвуковые течения, да к-рых можно полагать  $\rho = \text{const}$ . Скорость потока можно находить также измеряя одноврем. плотности  $\rho_0$  и  $\rho$  или темп-ры  $T_0$  и  $T$  в заторможенном и текущем газах, но скорости перемещения отсеченных частей и т. п.

Исследование полей плотности газа. Основ. методами исследования поля плотности 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 используются зависимость коэф. преломления света  $n$  от плотности газа  $\rho$ :

$$\frac{1}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \text{const}.$$



При обтекании тела сжимаемым газом возникают области с неоднородным распределением плотности (плоски градиентов плотности), отл. участки к-рых по-разному отклонят проходящий через них луч света.

В простейшем, т. е. тепловом методе (рис. 7, а), пучок света, выходящий из точечного источника, проходит

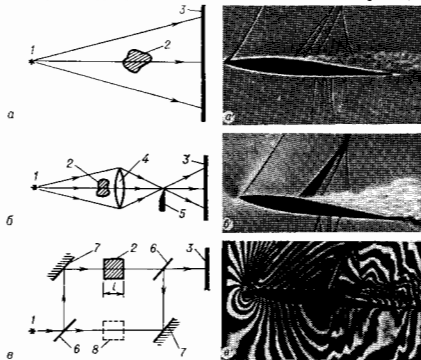


Рис. 7. Оптические методы исследования полей плотности (слева — схема метода, справа — фотография обтекания крыла самолёта, полученная этим методом): а — тепловой метод; б — метод Тейлера; в — интерференционный метод с использованием интерферометра Маха — Шендера; 1 — источник света; 2 — исследуемая область течения; 3 — экран; 4 — линза; 5 — нож Фуку; 6 — полупрозрачные зеркала; 7 — непрозрачные зеркала; 8 — компенсатор.

через исследуемое поле и, освещая экран, даёт на нём изображение областей течения, в к-рых изменится вторая производная плотности  $\partial^2\rho/\partial x^2$ , напр. ударные волны, границы струи и т. п. В более сложном цилиндрич. методе, или методе Тейлера (см. *Теневой метод*), пучок света (рис. 7, б), прошедший исследуемое поле, фокусируется при помощи линзы или вогнутого зеркала на кромку острой непрозрачной пластины — ножа Фуку. 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 — Шендера также основан на зависимости между плотностью газа и коэф. преломления (рис. 7, в). Искомая плотность  $\rho = \rho_0 + m\lambda/\lambda l$ , где  $\rho_0$  — плотность газа в компенсаторе,  $\lambda$  — длина волны света,  $l$  — ширина рабочей части аэродинамич. трубы,  $m = (n-1)\rho$ ,  $m$  — оптич. смещение интерференц. полосы на экране.

В разреженных газах для исследования полей плотности и темп-ры используют измерение интенсивности свечения молекул, возбуждённых электронным лучком (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 лаоских и осесимметричных течений. В сочетании с искровым источником света этими методами широко используются для исследования обтекания свободно летящих моделей на баллистич. установках.

Измерение темп-ратуры газовых потоков. В потоке с большой скоростью обычно

расматривают две темп-ры: статич. (термодинамич.) темп-ру  $T$  и темп-ру заторможенного потока  $T_0 = T + v^2/2c_p$ . Очевидно, что  $T_0 \rightarrow T$  при  $v \rightarrow 0$ . В вязком газе, обтекающем твёрдую поверхность, скорость на стенке равна нулю, и любой неподвижный насадок, установленный в воздушном яноте, измерит темп-ру,

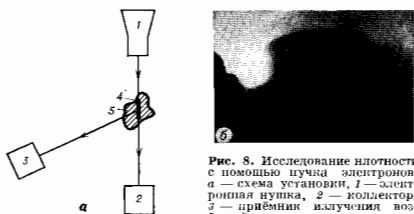


Рис. 8. Исследование плотности с помощью пучка электронов: а — схема установки; 1 — электронная пушка; 2 — коллектор; 3 — приёмник излучения возбуждённых молекул; 4 — исследуемое поле; 5 — излучаемая область; б — фотографии течения несвязанной сверхзвуковой струи, сделанные в камере с давлением 6 Па, полученная после сканирования 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 насадок (рис. 9), в к-рых измерит. элементом обычно служит терморезистор или термометр сопротивления, удастся измерить темп-ру  $T_0 \leq 1500$  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 темп-ратуры поверхностей тел, находящихся в потоке газа, необходимо вести при исследовании теплообмена, эффективности теплозащитных покрытий и др. Для этой цели используются терморезисторы и термометры сопротивления, в том числе плёночные, устанавливаемые на исследуемую поверхность. Применяются также терморезисторы, изменяющие цвет при достижении пороговой темп-раты, а при достаточно больших значениях темп-ры — оптич. методы, позволяющие определять темп-ру по интенсивности излучения в ИК- или видимом диапазоне длин волн.

При измерениях тепловых потоков в А. э. обычно используется метод стационарного 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 век-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



Рис. 9. Насадок для измерения темп-ратуры заторможенного потока: 1 — снай терморезистор; 2 — входное отверстие; 3 — диффузор; 4 — вентиляционное отверстие.

используют уносимые теплозащитные материалы, попадающие в процессе разрушения и уноса больших количеств тела. 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 используются киносъёмка, а в некоторых случаях — датчики, устанавливаемые в его толще.

Визуализация течения применяется для выяснения особенностей течения 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 и области, возмущён-

ная собой кол-во кг подлётной массы, приходящих 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  $Y_a$  — лобную массу летат. аппарата. Поэтому соблюдается чис-

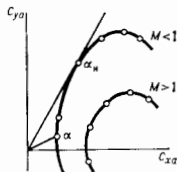


Рис. 1. Типичные полярные диаграммы при дозвуковых ( $M < 1$ ) и сверхзвуковых ( $M > 1$ ) скоростях полёта.

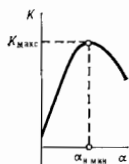


Рис. 2. Зависимость аэродинамического качества  $K$  от угла атаки  $\alpha$ .



Рис. 10. Визуализация вихревой дорожки (для  $Pe=73$ ) с помощью частиц дыма.

ной обтекаемым телом, достаточно полно характеризует особенности течения. Для получения поля плотностей широко используются оптич. методы, описанные выше (рис. 7 и 8).

При исследовании теплообмена на поверхности тел сложной формы часто визуализируют пристеночные течения, используя наносимые на поверхность «точечки» легкоиспаряемого и инкаго вещества (рис. 11, а) или термометры (рис. 11, б). Для получения областей concentra-

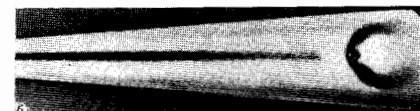


Рис. 11. Визуализация течения на поветренной стороне конуса при течиении струи, нормальной к его поверхности из отверстий в нём: а — инкаговые линии течения, полученные «точечками» легкоиспаряемого материала; б — зоны повышенной уличной температуры (с помощью термометры).

ции тепловых потоков применяют тепловизоры, регистрирующие ИК-излучение элементов поверхности тела. Лит.: С. д. в. Д. П., Методы подобия и размерности в механике, 9 изд., М., 1984; Абрамович Г. П., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Пэнкхёрст Р., Холдер Д., Техника эксперимента в аэродинамических трубах, пер. с англ., М., 1955; Техника сверхзвуковых исследований, пер. с англ., М., 1964; Чжан Ш., Открытие течения, пер. с англ., т. 1—3, М., 1973; Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях, М., 1974.

**АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО** — 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 пред-

ставляет 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 параллельно скорости полёта. График зависимости  $C_{ya} = f(C_{xa})$  наз. полярной, она позволяет определить А. к. (рис. 1). Максимальному А. к. соответствует точка касания полярной с прямой, проведённой из начала координат.

А. к. оценивает, в частности, дальность планирования  $L_{пл}$  летат. аппарата с выключенным двигателем с высоты  $H$ :  $L_{пл} = KH$ ,  $K$ -рап будет максимальной при угле атаки  $\alpha_{кр}$ , соответствующем  $K_{max}$  (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 числа Маха  $M$  и Рейнольдса  $Re$ , соответствующих условиям полёта. При сверхзвуковых скоростях полёта (рис. 1) А. к. тела значительно меньше, чем при дозвуковых и для лучших несущих поверхностей  $\sim 6$ .

**АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ** (лобовое сопротивление) — составляющая аэродинамич. силы  $R_d$ , с которой газ (воздух) действует на движущееся в нём тело (см. *Аэродинамические силы и моменты*). Возникает вследствие необратимого перехода кинетич. энергии тела в тепловую. А. с. — одна из важнейших аэродинамич. характеристик летат. аппарата, определяющих его лётно-техн. данные, и 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 проекции на ос.  $Ox$  распределённых по поверхности тела давлений, направленных по нормали (давление) и касательной (вязкое трение) к этой поверхности. Рассеивание 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 парадокс*). 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 скапливается на сопротивлении трения (напр. стимулирует переход от ламинарного течения к турбулентному). Т. о., с. тела формируется в сложном взаимодействии пересеченных 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 скользянии) — сопротивление трения, а для плохо обтекаемых — отрыв потока, вихреобразование. Режим и характер течения зависит 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,  $C_{x0}$  быстро растёт (рис. 2). А. с., обусловленное диссипацией кинетич.

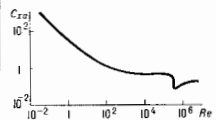


Рис. 1. Зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_{x0}$  от  $Re$  при дозвуковых скоростях.

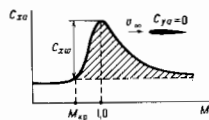


Рис. 2. Зависимость  $C_{x0}$  от числа  $M$  при коэффициенте подъёмной силы  $C_{y0} = 0$ . Заштрихованная область — вклад волнового сопротивления,  $M_{кр}$  — значение числа Маха, при котором начинают возникать зоны со сверхзвуковой скоростью ( $M > 1$ ).

энергии летящего тела в ударных волнах, наз. *волновым сопротивлением*; оно вносит основной вклад в А. с. при больших сверхзвуковых скоростях для затупленных тел (напрмер, 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

$$C_{x0} = C_{xp} + C_{xf} + C_{xw} + C_{xi}$$

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; Арианович Н. С., Мольцев В. Н., *Аэродинамика*, М., 1952; Арианович Н. С., Садекова Г. С., *Аэродинамика больших скоростей*, М., 1965.

Ю. А. Рыжов.

**АЭРОЛОГИЯ** (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 скапливается неосредаст. 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, газовой и аэрозольной состав воздуха. Наряду с регулярным сбором экзисрим. данных на постоянно действующей сети стационарных аэрологич. пунктов, практикуется экспедиц. исследование (в т. ч. по ме-

ждущим программ). Для проведения экспедиций на акваториях океанов используются спец. и. и. суда и постоянные корабли погоды, с к-рых по оцредел. программе производится вертика. зондирование атмосферы радиозондами и метеоролог. ракетами.

Исследования атм. процессов с детальным пространственным разрешением производятся с помощью самолетов-метеологических лабораторий. Для изучения облаков, осадков и наблюдаемых в них воздушных движений, в т. ч. турбулентных, в А. применяются метеорологич. радиозондаторы (в осн. саптиметрового диапазона). Роль отражающей радиолокац. играют сами частицы облаков и осадков. Вне облаков для радиолокац. исследований структуры воздушных потоков применяют искусств. (чаще всего диольные) 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 вертика. 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 актинометр. характеристик атмосферы используются спец. радиозонды; результаты измерений миниатюрный радиопередатчик передаёт на Землю. С помощью радиолокац. прослеживания траектории паразонда определяют скорость и направление ветра. Сеть радиозондирования насчитывает неск. сотен пунктов, на к-рых 1—4 раза в сутки осуществляются полёты 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 необходимость оценки антропогенных влияний на озоносферу.

Значит. уд. вес в А. занимает изучение облаков и осадков. С помощью самолёта-лаборатории исследуются их термодинамич. 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 перохлаждённых 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 экзисрим. исследования пространственных и временных изменений трёхмерной структуры атм. фронтов, циклонов и антициклонов, изучается взаимодействие нижних (тропосфера) и верхних (страто- и мезосфера) атм. слоёв.

Лит.: Пилиус П. З., Шмистер С. М., *Аэрология*, ч. 2 — Физика свободной атмосферы, Л., 1965; Матвеев Л. Т., *Курс общей метеорологии. Физика атмосферы*, Л., 1976; Завьялова П. 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. Шмистер.

**АЭРОНОМИЯ** (от греч. *aēr* — воздух и *nómos* — закон) — раздел науки *об атмосфере верхней*, в к-ром изучаются природа и механизм возникновения разл. явлений, объясняющих их временные вариации и планетарное распределение на основе использования представ-

лений об элементарных физ. и хим. процессах в газах и частично ионизованной плазме. При описании неравновесных состояний А. описывается на ур-ниях кинетики, отражающие баланс частиц, энергии и кол-ва движения; при описании движений и волн использует гидродинамику, *динамику разреженных газов и магнитную гидродинамику.*

Одним из главн. задач, к-ры стоила перед А., — определение основных элементарных процессов, протекающих на разл. высотах, и вычисление структуры верх. атмосферы, *ионосферы и магнитосферы.* Первым шагом А. стало объяснение природы озонового слоя и границы между мезосферой и термосферой. Объяснение поведения ионосферы основано на теории образования ионосферных слоев, 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 *амбипольной диффузии*, а для объяснения полученного в масс-спектрометр. измерениях на ракетах иононого 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. фотоэлектрона, 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 промосфере, образования уступающих частиц и полярного ветра. Развита теория движения энергичных заряд. 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, образованные дрейфов в ионосфере, токовых слоев внутри и на границе магнитосферы.

Многие вопросы в А. удалось решить благодаря проведению измерений на ракетах и спутниках и верх. атмосфере и осуществлению лаб. исследований различных элементарных взаимодействий нейтральных и заряд. частиц, напр. ионно-молекулярных реакций, взаимодействий с энергичными частицами, плазменных процессов и т. д.

Всё больше обнаруживаются взаимообусловленность и связь разл. явлений (ионосферных, метеорных, оптических, магнитных и пр.) с солнечной активностью. Поэтому перед А. стоит также задача выяснит 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 и существовании как 11-летних и

27-дневных вариаций, так и возмущений, связанных с солнечными вспышками и солнечным ветром. При возростании потока КВ-излучения в период роста солнечной активности или развития вспышки происходит дополнит. ионизация и разогрев, к-рые вызывают возмущение темп-ры и плотности верх. атмосферы, а также возмущение ионосферы. При изменении же солнечных корпускулярных потоков происходит деформация магнитосферы, что приводит к геомагн. возмущениям верх. атмосферы и ионосферы.

*Лит. см. ур-е 1.* Аэронавтика, пер. с англ., М., 1964; Иваницкий А., Рещнев А., Швидковский Е., Кинетическая теория верхней атмосферы, Л., 1967; Иваницкий Х. О. и др., Иваницкий Г. М., Солнце и ионосфера, М., 1964; Бузур Э., Физика планетных ионосфер, пер. с англ., М., 1970; Уиттеи Р.-К., Полноч. И., Основы аэронавтики, пер. с англ., Л., 1977; Крибберг П. А., Кинетика электронов в ионосфере и плазмасфере Земли, М., 1978; Вайс К. Р. М., Коскагтс Г., Антошу, др. А., В. Н. У., 1973; Г. С. Иванюк-Холодный.

**АЭРОСТАТИКА** (от греч. *аёр* — воздух и *статика*) — часть *аэродинамики*, в к-рой изучается равновесие газообразных сред. В отличие от *гидростатики*, А. имеет дело с воздухом и др. газами, сжимаемостью 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:

$$\text{grad } p - \rho \mathbf{F}$$

или

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho F_x, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho F_y, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = \rho F_z, \quad (1)$$

где  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{F}$  — вектор массовых сил. Ур-ние неразрывности сводится к условию  $\text{div } \mathbf{v} = 0$ , выражающему независимость плотности  $\rho$  от времени  $t$ . Ур-ние баланса энергии в А. выражает условие теплового равновесия газа:

$$c_v \frac{\partial T}{\partial t} = q, \quad (2)$$

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:

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} (\lambda \text{ grad } T) \quad (3)$$

( $\lambda$  — 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), (2) 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 зависит ещё от конвекции, теплообмена за счёт солнечного и земного излучений и от перемешивания состава атмосферы (диссоциация и ионизация 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. слоев, примыкающих к поверхности планеты.

*Лит. см. ур-е 1.* **Гидроаэромеханика.**

**АЭРОУПРУГОСТЬ** — раздел прикладной механики, в к-ром изучается взаимодействие упругой системы с потоком газа (воздуха). Явления А. встречаются во мн.

область 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; дивергенция (аэрионд), потери устойчивости крыла (осернения), потери эффективности органов управления, вызванная статич. деформациями, влияние упругой деформации конструкции на распределение аэродинамич. давления на поверхности и на статич. устойчивость ЛА. К динамич. относятся явления, для к-рых существенны взаимодействия трёх видов сил — аэродинамических, инерционных и сил упругости: флаттер — колебат. потери устойчивости ЛА или его частей, вызванная взаимодействием аэродинамич., упругих и инерционных сил; бафтинг — вынужденные колебания части упругой конструкции под действием нестационарного обтекания, напр. срыва вихрей; автоколебания органов управления ЛА при трансзвуковом режиме полёта; реакции упругой конструкции на нормы ветра; влияние деформации конструкции на динамич. устойчивость полёта ЛА.

Потери 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 сопр. ЛА вследствие широко применяемых средств автоматизации управления полётом особое значение приобретает взаимодействие упругой конструкции с системой автоматики, 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 автоматики, 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, разработанной теорией флаттера. Сопр. 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, приближённо отражающая 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 производится при определённых, упрощающих задачу предположениях. Наиб. близкую к действит. картину 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 приме-

нение 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 динамических подобных моделей ЛА в аэродинамических трубах — позволяет достаточно полно изучить явление в явных условиях на нач. стадиях проектирования ЛА. Исследования в аэродинамич. трубе особенно важны в тех случаях, когда возникает затруднения в получении достоверных результатов расчётными методами, напр. при решении задач А. в области трансзвуковых скоростей полёта или при срыве потока.

Лит.: Искра С. А. И., Теория крыла в нестационарном потоке, М.—Л., 1947; Искра С. А. и Ф. Р. Л., Эпсилон Х., Халл Ф. Р. Л., Аэроупругость, пер. с англ., М., 1958; Фан Я. П., Введение в теорию аэроупругости, пер. с англ., М., 1959; Смирнов А. П., Аэроупругая устойчивость ЛА, М., 1980; Ферштин Г. Г., Основы аэроупругости, пер. с нем., М., 1984. А. Ф. Минаев.



**БАБИНЕ ТЕОРЕМА** в теории дифракции — теорема, согласно к-рой фраунгоферны дифракц. картины от каждого из дополнит. экранов, получаемые и фокальной плоскости линзы, одинаковы для любой точки, за исключением самого фокуса. (Дополнит. наз. экраны, для к-рых прозрачные места (отверстия) одного соответствуют непрозрачным в другом).

При параллельном падении лучей на линзу (рис.) амплитуда света во всех точках фокальной плоскости (напр., А), кроме фокуса Р, 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 Л), то в результате дифракции на отверстии в точке А появится свет амплитуды  $\alpha$ . При дифракции на дополнит. экране свет в точке А будет иметь амплитуду  $\beta$ . 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 дополнит. экранами. Установлена Ж. Бабином (J. Babinet) в 1837.

Лит.: см. при ст. Дифракция света.  
**БАЗИС** в векторной геометрии и пространстве (от греч. basis—основание)—набор векторов, таких, что всякий вектор представляется однозначно в виде линейной комбинации векторов этого набора. Число элементов Б. наз. размерностью пространства. Если  $e_1, \dots, e_n$  — Б.  $n$ -мерного пространства, то коэфф.  $x^1, \dots, x^n$  в разложении  $x = \sum_{j=1}^n x^j e_j$  вектора  $x$  называются его компонентами. Б.—фундам. понятие векторного исчисления; позволяет выразить все соотношения между векторами в терминах чисел (компонент). В *гильбертовом пространстве*, где имеется положительно определённое скалярное произведение, называются ортонормированными Б.—множество попарно ортогональных векторов  $\{e_\alpha\}$  единичной длины, таких, что произвольный вектор  $x$  представляется в виде



конечной или счётной линейной комбинации векторов  $e_\alpha$ :  $x = \sum \alpha_i e_\alpha$ , где  $\sum |\alpha_i|^2 < \infty$ .

Если ортонормированный  $B$ , конечен или счётен, то гильбертово пространство наз. сепарабельным.

Лит.: Гельфанд И. М., Лекция по линейной алгебре, 4 изд., М., 1971. А. Н. Ососки.

**БАЗИС КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ** — 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  $U$  и  $k$  о в а. 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 задается 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 ретере Браве (см. Браве решётки). Координаты всех атомов кристаллич. структуры можно рассчитать, исходя из этих данных и использовать Междунар. таблицы. Эксперим. определение кристаллич. структур производится методами рентгеновского структурного анализа, электрографии, нейтронографии.

Лит.: Бок и Я 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, B, Dordrecht—Boston, 1983. В. К. Вайсштейн, Р. В. Галицкий.

**БАЛЛ** (от франц. *ballé* — мяч, шар) — условная единица для количественной оценки величины, интенсивности или степени к.-л. явления или свойства по соотношению балльной шкалы (напр., 12-балльная шкала силы землетрясений, разл. шкалы твердости материалов).

Лит.: Клодринг В. Г., Развитие репрезентативной теории измерений, «Измерения, контроль, автоматизация», 1980, № 11—12 (балл).

**БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН** — возмущение барьером непрозрачности для исходной волны волны другого типа, связанное с прохождением этих барьеров потоками атомов, частиц, промежутированных исходной волной. В т. н. возможной в бесстолкновит. плазме, когда промежутированные потоки частиц проникают за барьеры непрозрачности, генерируя в этих областях волны иного типа. Подробнее см. в ст. Трансформация волн в плазме.

Лит.: В. И. Орловский, **БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ** — 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  $\omega$  фонона, поэтому баллистич. распространение имеет место только для фононов достаточно низких частот в совершенных кристаллах *высокой температуры и малой непрозрачности* при достаточно низкой темп-ре  $T$  образца. При типичных расстояниях между излучателем и приёмником  $R = 0,1—1$  см Б. ф. с  $\omega/2\pi \leq 10^{12}$  Гц можно наблюдать при  $T \leq 4$  К.

Обычный источник Б. ф. — металлч. плёнка (толщиной  $\approx 300$  Å и площадью  $\approx 0,1$  мм<sup>2</sup>), напыленная на одну из граней образца и нагреваемая до темп-ры  $T^* > T$

импульсом тока или лазерного излучения (длительностью  $\approx 0,1$  мкс). Плёнка инжектирует в кристалл фононы с широким спектром частот, соответствующим *Планку 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 сопротивляемости при нагреве за счёт поглощения фононов.

Измерия времени прихода, можно получить информацию о аконе дисперсии  $v(\omega)$  фононов в диапазоне  $10^{11}—10^{12}$  Гц, к-рый недоступен для УЗ-методов (ограниченных частотами  $\leq 10$  ГГц) и в к-ром нейтронные измерения (см. *Нейтронное 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  $q$  (т. е.  $l$  усреднена только по  $\omega$ ). С помощью сверхпроводящего детектора, регистрирующего только фононы, поглощение к-рых приводит к разрыву куперовских пар (т. е. с  $\omega > 2\Delta/h$ ), где  $\Delta$  — энергетич. щель сверхпроводника), можно измерить  $v(\omega)$  и  $l(\omega)$  только при  $\omega > 2\Delta/h$ , т. е. разделять фононы по частоте.

Анизотропия существенно усложняет картину баллистич. распространения. Из рис. видно, что даже в набл. симметрич. направлении  $[001]$  распространяются



не только фононы с  $q \parallel [001]$ , 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  $v(q) \parallel [001]$  в 10 точках  $q$ ; 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  $R \parallel [001]$ , 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  $q$  изотропно, то их скорости  $v(q)$  группируются около направлений  $[001]$  и  $[011]$ , а около направлений  $[111]$  есть области телесных углов, внутри к-рых групповые скорости вообще не появляются. Это значит, что поток энергии *FT* фононов будет концентрирован вдоль  $[001]$  и  $[011]$  (фононы *a* фокус с и *р* в *о* *к* *а*) и будет равен 0 в конусах с ослями  $[[111]$  (внутри *коническая рефракция*).

Лит.: Физика фононов больших энергий, пер. с англ., М., 1979; В. Г. Ф. Е., Spectroscopy of high-frequency phonons, «Repts Prog. Phys.», 1980, v. 43, p. 301; Нагаура и Гиттл В., Phonon optics and phonon propagation in semiconductor, «Solid State Phys.», 1981, v. 213, p. 717. И. Е. Левинсон, **БАЛЬМЕРА СЕРИЯ** (по имени И. Я. Бальмера, Г. Я. Бальмер) — спектральная серия, наблюдающаяся для атомов водорода; волновые числа  $\nu$  Б. с. определяются ф-лой Бальмера:

$$\nu = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

где  $n = 3, 4, 5, \dots$ ,  $R$  — *Ридберга постоянная*. Линии Б. с. лежат в видимой и близкой УФ-областях спектра; линии, получающиеся при  $n = 3, 4, 5, \dots$  обозначаются соотв.  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, \dots$  Б. с. была впервые обна-

ружена в спектре Солнца (*фраунгоферовы линии С, F, G и V* являются линиями  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$ ). Длина волны  $\lambda$  первой линии Б. с. равна 656,28 мн. граница серии лежит при  $\lambda=364,6$  мн. 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 ионизированных возбуждённых атомов водорода. Такие условия выполняются в атмосферах звёзд спектрального класса  $A$  с темп-рой  $T \approx 10^4$  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 коэф-ты линий Б. с., получают информацию о плотностях звёздных атмосфер.

**БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ** — отношение интенсивностей  $I$  водородных эмиссионных спектральных линий *Бальмера серии* в спектрах газовых туманностей и др. астрофиз. объектов. Обычно интенсивности линии  $H_{\beta}$  принимают за единицу и сравнивают интенсивности др. линий с ней.

Б. д. определяется в осн. населённостью уронеи энергии атомов водорода и условиями выхода фотонов. В зонах  $HII$  заселение уронеи водорода происходит гл. обр. при радиац. рекомбинациях ионов и электронов. Зоны  $HII$  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  $HII$ :  $I(H_{\alpha}) : I(H_{\beta}) : I(H_{\gamma}) : I(H_{\delta}) : I(H_{\epsilon}) \dots \approx 2,81 : 1 : 0,47 : 0,26 : 0,16 \dots$  Обычно наблюдаемые значения Б. д. искажены из-за селективного *межзвёздного поглотения* света, делающего наблюдаем. Б. д. более крутым. Сравнение теоретич. Б. д. с наблюдаемым используют для измерения межзвёздного поглотения света.

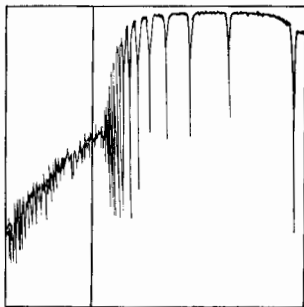
В др. астрофиз. объектах с эмиссионными спектрами, напр. в остатках вспышек сверхновых звёзд, активных ядрах галактик, квазарах, звёздах Вольфа—Райе, величина Б. д. определяется большим набором процессов, таких, как возбуждение и деактивация уронеи ударами частиц, многократное рассеяние в спектральных линиях водорода (в случае, если излучающие газовые образования оптически толсты и этих линиях) и т. д. В этих объектах Б. д. может сильно отличаться от Б. д. для зон  $HII$  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., Пижельнер С. В., *Межзвёздная среда*, М., 1963; Мартинс W. G., Виллер I. и Г. В., G. и I. S. A., *Hydrogen line intensities from dense plasmas-application to quasar spectra*, «Astrophys. J.», 1980, в. 233, в. 371.

**БАЛЬМЕРОВСКИЙ СКАЧОК** — резкое изменение интенсивности  $I(\lambda)$  непрерывного излучения мн. астрофиз. объектов на малом интервале длин волн вблизи границы *Бальмера серии* ( $\lambda_{\infty}=3646 \text{ \AA}$ ). Парядку 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  $\alpha$  непрерывного излучения атомами водорода вблизи  $\lambda_{\infty}$ :  $\alpha(\lambda = \lambda_{\infty} + \Delta\lambda) < \alpha(\lambda = \lambda_{\infty} - \Delta\lambda)$ , где  $0 < \Delta\lambda \ll \lambda_{\infty}$ . Уменьшение  $\alpha$  объясняется тем, что фотоны с  $\lambda > \lambda_{\infty}$  уже не могут ионизовать атом водорода со 2-го уронеи энергии. В спектрах звёзд  $I(\lambda_{\infty} + \Delta\lambda) > I(\lambda_{\infty} - \Delta\lambda)$  (рис.). Это обусловлено ростом темп-ры с глубиной. Г. к. при  $\lambda = \lambda_{\infty} + \Delta\lambda$  коэф.  $\alpha$  меньше, то на этих длинах волн видно излучение более глубоких и следовательно

по более горячих слоёв атмосферы, чем при  $\lambda = \lambda_{\infty} - \Delta\lambda$ . Б. с. в спектрах звёзд слегка сдвигнут от  $\lambda_{\infty}$  в сторону больших  $\lambda$  и размыт на десятки, а для белых карликов — на сотни  $\text{\AA}$ . Это является следствием *уширения спектральных линий* давлением. Вблизи границы серии Бальмера линии сдвигаются друг с другом, как бы продолжая непрерывный спектр и отодвигая положение Б. с. по положению и размытию Б. с., а также



Регистрограмма спектра звезды у Визисцов спектрального класса А0У. Вертикальные линии показывают место границы серии Бальмера  $\lambda_{\infty}=3646 \text{ \AA}$ . Длины волн возрастают слева направо.

по перепаду интенсивности и др. физ. параметров в нём можно судить о *светимости* классе и ядр. 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  $HII$  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  $10^4 - 10^6 \text{ см}^{-3}$  также и от плотности вещества. Б. с. позволяет судить об этих параметрах туманности.

У звёзд, окруженных газовыми оболочками, действуют эффекты, характерные как для звёзд, так и для туманности, и Б. с. может иметь любой знак.

Лит.: Каплан С. А., Пижельнер С. В., *Межзвёздная среда*, М., 1963; Мартинс Д. И., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Аллер Л. И., Аллер У., Планетарные туманности, пер. с англ., М., 1971; Прейс Д., Наблюдения и анализ звёздных фотосфер, пер. с англ., М., 1980.

И. Г. Вокжарев.

**БАПЧЕР** — то же, что *группирователь*.

**БАНЧИРОВАКА** (от англ. bunch — образовывать пучки, 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  $\kappa$ -рог эфф. захват пучка в режим ускорения требует предарит. группирования частиц в сгустки. Б. применяется также для усиления пиковой интенсивности пучка частиц. Устройство, предназначенное для Б. пучка частиц, наз. бачером или *группирователем*.

Э. Л. Вурштейн.

**БАР** (от греч. βάρος — тяжесть), бар — внесистемная единица давления, применявшаяся гл. обр. в метеорологии. 1 бар =  $10^5$  Па = 0,986923 атм. Б. также называ-

лась единица давления в СГС системе единиц (1 бар = 1 дин/см<sup>2</sup>).

**БАР(ШНА) — КУПЕРА — ШРИФФЕРА МОДЕЛЬ** (модель БКШ) — теория сверхпроводимости кристаллических 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 гамма-кванты, учитывающий исключительно притяжение между электронами с равными по величине и противоположно направленными импульсами и антипараллельными спинами, характеризуемое одной константой связи  $g$ . Гамильтониан  $\hat{H}$  электронов в модели БКШ, занесенный с помощью операторов вторичного квантования, имеет вид

$$\hat{H} = \sum_p, \alpha \epsilon_0(p) a_{p\alpha}^+ a_{p\alpha} - \frac{g}{V} \sum_p, p' a_{p'}^+ a_{-p'} a_{-p} a_{p'}^+$$

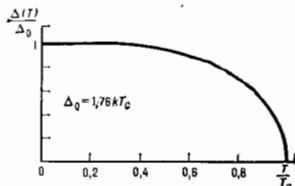
где  $\epsilon_0(p)$  — энергия независимых электронов,  $a_{p\alpha}^+$  и  $a_{p\alpha}$  — операторы рождения и уничтожения электронов с определенным импульсом  $p$  и проекцией спина  $\alpha$  ( $\uparrow$  или  $\downarrow$ ),  $V$  — объем системы.

Задача об определении осн. состояния системы с таким модельным гамма-квантом, как показал П. Н. Боголюбов, решается точно. Имеется шесть методов решения ур-ний теории БКШ: преобразование Боголюбова, метод силовых аналогов и др. Система ур-ний для *Грина функций* сверхпроводящей системы в модели БКШ наз. ур-ниями Горькова.

Зависимость энергии с фермиевских квазичастиц (возбуждений относительно осн. состояния) от импульса  $p$  в модели БКШ имеет вид

$$\epsilon(p) = [\Delta^2 + v_F^2 (p - p_F)^2]^{1/2},$$

где  $v_F$  и  $p_F$  — скорость и импульс частиц на ферми-поверхности, а энергетическая щель  $\Delta$  является осн. характеристикой сверхпроводящих свойств системы. Атом. энергетик. спектр удовлетворяет критерию сверх-



текучести Ландау (миним. значение  $\epsilon/p$  отлично от нуля), т. е. металл с соответствующим спектральным спектром является сверхпроводящим. Температурную 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  $2\Delta$  можно рассматривать как энергию связи пары. Характерный размер пары  $\xi \sim \hbar/v_F$ . 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  $\xi$  друг от друга, намного превосходящем ср. расстояние между частицами.

При нулевой тем-ре величина энергетич. щели равна  $\Delta = \Delta_0 = \epsilon^* \exp(-2/gv_F)$ , где  $v_F = \hbar^{-1} m_F^{-1} \epsilon_F^{1/2}$  — плотность состояний чистого металла вблизи ферми-поверхности,  $m$  — афф. масса электрона. Если притяжение между электронами обусловлено *фрэнкловскими взаимодействиями*, то величина характерной энергии  $\epsilon^* \sim \hbar\omega_D$ , где  $\omega_D$  — дебаевская частота. Неаналитичность зависимости  $\Delta_0(T)$  означает, что в модели БКШ, рассматривая притяжение как возмущение, нельзя получить осн. состояние сверхпроводящей системы из осн. состояния взаимодействующих 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-теория) играет энергетич. щель  $\Delta$ .

Вблизи сверхпроводящего перехода щель  $\Delta(T)$  стремится к нулю пропорционально  $(1 - T/T_c)^{1/2}$ , причём температура перехода  $T_c$  связана с  $\Delta_0$  соотношением  $T_c \approx 0,574 \Delta_0/k$ .

На основе модели БКШ была построена первая последовательная теория сверхпроводимости, данная объяснение на микроскопич. уровне ряду явлений и термодинамич. эффектов в сверхпроводниках (скачку теплоёмкости, *Мейснера эффект*, *изотопическому эффекту* и др.). Несмотря на то что модель БКШ весьма условно отражает сложный характер взаимодействия квазичастиц в металле, для многих металлов, напр. Sn, теория БКШ даёт хорошее количественное согласие с экспериментом.

Модель БКШ хорошо обоснована для вырожденной, почти идеальной ферми-газа со слабым притяжением между частицами. В этой связи модель БКШ иногда даёт моделью слабой связи. Моделью БКШ часто к-ром также аналогичные модели со спариванием, при к-ром оказывается не равным нулю момент (как в сверхтекучем <sup>4</sup>He) или импульсе пары.

*Лит.:* Боголюбов Н. Н., Толмачёв В. В., Ширков Д. В., Новик метод в теории сверхпроводимости, М., 1958; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Метод квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Киттель Ч., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1967; Шриффер Дж., Теория сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1970; Анималду Квантовая теория кристаллических свободных тел, пер. с англ., М., 1981; Фрэнкловский И., Interaction of electrons with lattice vibrations, «Proc. Roy. Soc. Ser. A», 1952, v. 215, p. 291; Соорер Л. Н., Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas, «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 1188; Ватфелл Л., Соорер Л., Шриффер Дж., Theory of superconductivity, там же, 1957, v. 168, p. 4175.

**БАРИЙ** (от греч. barys — тяжёлый; лат. Barium), Ba, — хим. элемент II группы периодич. системы элементов подгруппы щёлочноземельных элементов, ат. номер 56, ат. масса 137,33. Природный Ba содержит 7 стабильных изотопов, среди к-рых преобладает <sup>138</sup>Ba (74,66%). 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<sup>2+</sup> 0,138 нм. Значение электроотрицательности 0,97.

В свободном виде барий — сербистро-белый металл, обладающий кубич. объёмноцентрир. решёткой с параметром  $a = 0,5019$  нм, плотность 3,76 кг/дм<sup>3</sup>,  $t_{пл} = 710^\circ\text{C}$ ,  $t_{кип} = 1640^\circ\text{C}$ , теплота плавления 8,66 кДж/моль, теплота испарения 151 кДж/моль, теплоёмкость 28,76 кДж/моль, удельное электроотрицательное  $6 \cdot 10^{-9}$  Ом·см (при 0<sup>о</sup>), 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<sub>2</sub> и Ba<sub>3</sub>N<sub>2</sub>.

Слабы В. применяют в качестве поглотителей газов в вакуумной технике. Соединения Б. сильно поглощают рентгеновское и  $\gamma$ -излучение, что используют при создании защитных материалов в ядерном реакторостро-



ни. Мало распространённые  $^{130}\text{Ba}$  (0,101%) и  $^{132}\text{Ba}$  (0,097%) могут использоваться как стабильные индикаторы. В качестве радиоактивных индикаторов применяются искусственно изотопы  $^{130}\text{Ba}$  (электронный захват,  $T_{1/2} = 11,5$  сут.),  $^{132}\text{Ba}$  (электронный захват,  $T_{1/2} = 10,73$  года),  $^{134}\text{Ba}$  ( $\beta^-$ -распад,  $T_{1/2} = 12,79$  сут.). С. С. Гердиносос.

**БАРИОНИИ** (квариздрон) — квариздрез 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  $\geq 10^{-23}$  с (что отвечает естествен. ширинам  $\leq 100$  МэВ). Б. должен иметь целое значение спина и нулевой барионный заряд, т. е. обладать свойствами мезонов. Выше Б. проявляются как тяжёлый мезонный резонанс, распадающийся на л-мезоны или барион-антибарионную пару. Ожидаемая масса Б.  $\sim 2$  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  $\sim 2$  ГэВ с характерной адронной шириной ( $\sim 100$  МэВ). Вопрос о существовании более узких состояний Б. окончательно не решён. Теоретический существование связанной системы нуклон-антинуклон было предсказано И. С. Шаниро с сотрудниками в 1969.

**БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ** — экстраполяция на Вселенную в целом наблюдаемого преобладания вещества над *антивеществом* в нашем локальном скоплении галактик. Заключение об отсутствии самостоятельного с веществом кол-ва антивещества (в скоплении галактик доля антивещества составляет  $< 10^{-4}$ ) основано на аксерим. поисках аннигиляц.  $\gamma$ -квантов. Количество, мерой асимметрии Вселенной служит величина

$$\delta = \frac{n - \bar{n}}{n_{\gamma}}$$

где  $n$ ,  $\bar{n}$  и  $n_{\gamma}$  — концентрации барионов, антибарионов и реликтовых фотонов. Концентрация реликтовых фотонов известна достаточно хорошо — они имеют планковский спектр с темп-рой  $T \sim 3\text{К}$ , 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 л ограничение массой видимого вещества галактик:  $n > 3 \cdot 10^{-8}$  см $^{-3}$ . Т. о.,  $\delta = 10^{-8} - 10^{-10}$ . При адиабатич. расширении Вселенной величина  $\delta$  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 зарядов (изменения  $\delta$  за счёт возможных процессов с несохранением барионного числа  $V$  не приходится, поскольку их скорость при  $T \leq 1$  ГэВ пренебрежимо мала). Физ. смысл величины  $\delta$  состоит в том, что при  $\delta \leq 10^{-6}$  с она совпадает по порядку величины с относит. избытком бариона 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 приходится один избыточный барион.

Величина  $\delta$  является фундам. характеристикой Вселенной. Объяснение происхождения Б. а. В. и величины  $\delta$  — 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  $\delta$  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  $V$ , а затем на нек-ром этапе возникает асимметрия в наблюдаемой части Вселенной. Если закон сохранения барионного числа в микропроцессах является точным, то для этого необходимо либо генерация вещества и антивещества в макроскопич. масштабах (что считается трудно осуществимым), либо «взгорение» антибарионов в чёрные дыры, к-рые при условии нарушения *СР-инвариантности* могут разделять вещество и антивещество. Последний подход рассматривался; однако для количеств. оценок он требует дополнит. гипотез о существовании тяжёлых частиц, распадающихся с сильным нарушением *СР-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  $V$ , должны нарушать зарядовую симметрию  $C$  (см. *Зарядовое сопряжение*), поскольку при сохранении  $C$  скорости прямых и обратных процессов с несохранением  $V$  одинаковы. Аналогично должна нарушаться *СР-инвариантность*. Наконец, эти процессы  $V$ -нарушающего взаимодействия по должны находиться в термодинамич. равновесии, поскольку тогда требование сохранения симметрии *СРТ* (см. *Теорема СРТ*) обеспечивает нейтральность системы по всем несохраняющимся зарядам, и данном случае по  $V$ , т. е. в термодинамич. равновесии  $B = 0$ . Синтез моделей *великого объединения* и теории горячей Вселенной обеспечивают естеств. выполнение всех условий образования Б. а. В., поскольку модели великого объединения содержат  $C$ - и *СР*-несохраняющие взаимодействия, нарушающие  $V$ , 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, несущие взаимодействие с несохранением  $V$ . Их масса зависит от модели: векторные лептокварки обычно имеют массу порядка  $M_X \sim 10^{14} - 10^{18}$  ГэВ, а скалярные  $\sim 10^{10} - 10^{15}$  ГэВ. Вследствие  $C$ - и *СР*-нарушения, а также несохранения  $V$  при распаде лептокварков чаще образуются кварки ( $q$ ) и лептоны ( $l$ ), чем антикварки ( $\bar{q}$ ) и антилептоны ( $\bar{l}$ ). 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. д. 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 шарикальными ширинами соответственно  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Тогда барионный заряд  $B_X$ , образующийся при распаде  $X$ , равен ( $B_q = 1/3$ ):

$$B_X = \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \left( \frac{1}{3} \Gamma_2 - \frac{2}{3} \Gamma_1 \right)$$

( $\Gamma_{\text{tot}}$  — полная ширина распада). Для антилептокварка  $\bar{X}$ , распадающегося по схеме:  $\bar{X} \rightarrow q\bar{q}$  или  $\bar{X} \rightarrow q\bar{l}$  с ширинами  $\bar{\Gamma}_1$  и  $\bar{\Gamma}_2$ ,  $B_{\bar{X}} = \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \left( -\frac{1}{3} \bar{\Gamma}_2 + \frac{2}{3} \bar{\Gamma}_1 \right)$ .

В силу *СРТ*-теоремы  $\Gamma_{\text{tot}} = \bar{\Gamma}_{\text{tot}}$ ,  $\Gamma_2 = \bar{\Gamma}_1$ ,  $\bar{\Gamma}_2 = \Gamma_1$ , однако

из-за несохранения  $C$  и  $CP$   $\Gamma_1 \neq \bar{\Gamma}_1$ . Поэтому микро-скопич. асимметрия

$$\delta_{\text{micro}} = \frac{1}{2} (B_X - \bar{B}_X) = \frac{\Gamma_1 - \bar{\Gamma}_1}{\Gamma_{\text{tot}}} \approx 0.$$

Макроскопич. асимметрии  $\delta$  получается при этом по-разному

$$\delta \sim \frac{N}{2} \delta_{\text{micro}} \cdot S,$$

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 лепто-кварков. В рассмотренном примере

$$S \approx \begin{cases} 1, & \text{если } \xi \ll 1, \\ \frac{0.2}{\xi}, & \text{если } \xi > 1, \end{cases}$$

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  $\xi \ll 1$  распады лепто-кварков являются неравновесными и поэтому все избыток барионного заряда доживает до совре-менности. Если же  $\xi \gg 1$ , то частичные термодинамич. равновесие по процессам с несохранением  $B$  приводит к уменьшению  $B$ . а. В. При определ. выборе параметров модели можно прийти к такой ситуации, когда  $B$ . 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  $\delta$  при естеств. выборе параметров составляет

$$\delta \sim 10^{-6} - 10^{-12}.$$

Большие неопределенности в предсказании  $\delta$  в рамках моделей великого объединения связаны с возможностью существования разл. механизмов нарушения  $CP$ -инвариантности в этих моделях (напр., при спонтанном нарушении  $CP$ -симметрии попут образцоваться макроскопические домены вещества в 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  $\delta$  испарения вершинных чёрных дыр из-за неопредел. их спектра и концентрации на ранних этапах расширения Вселенной. Вместе с тем близость оценки  $\delta$  к наблюд. данным приводит к заключению, что описанный механизм возникнове-ния  $B$ . а. В. может соответствовать действительности.

Лит.: Зельдович Я. В., Новиков И. Д. Строе-ние и эволюция Вселенной, М., 1975; Сахаров А. Д., На-рушение  $CP$ -инвариантности и барионная асим-метрия Вселенной, «Известия ИГиТФ», 1967, т. 3, с. 32; Кузь-мин В. А.  $CP$ -инвариантность и барионная асимметрия Вселенной, там же, 1979, т. 12, с. 335; Зельдович Я. Г., Законцовская И. С. Механизм «стирания» излучения черных дыр и немонотонность слабого взаимодействия, там же, 1976, т. 24, с. 29; Игнатьев А. Ю., Кузьмин В. А., Павловников М. Е., О происхождении барионной асим-метрии Вселенной, там же, 1979, т. 30, с. 724; Дубовиков А. Д., Зельдович Я. Г., Космология в элементарных частицах, «Физмат», 1980, т. 130, с. 559; Кузьмин В. А., Тря-чкова И. В., Павловников М. Е., Существуют ли до-мены антивещества во Вселенной, «Известия ИГиТФ», 1981, т. 33, с. 557; Окунич Л. В., Топтонов и кварки, М., 1981; Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981; Вилчез Ф. Космическая асимметрия между материей и антиматерией, пер. с англ., «Физмат», 1982, т. 136, с. 149; Игнатьев А. У. и др., Universal  $CP$ -noninvariant symmetry interaction and baryon asymmetry of the Universe, «Phys. Lett.», 1978, v. 76 B, p. 436. (В. А. Кузьмин, М. Е. Павловников).

**БАРИОННОЕ ЧИСЛО** (барионный заряд),  $B$ , — харак-теристика частиц (и систем частиц), отражающая уста-новленный на опыте закон сохранения «тяжелых» частиц — барионов. Понятие « $B$ . ч.» введено в 1938 г. Штюкельбергом для объяснения стабильности прот-

тона, поскольку законы сохранения энергии-импульса, момента ко-ла движения и электрич. заряда не могут «запретить» возможности распада протона на более лёгкие частицы (напр., по каналам:  $p \rightarrow e^+ \nu$ ,  $p \rightarrow e^+ \nu$ ,  $p \rightarrow \pi^+ \nu$ ) или аннигиляции протонов в ядрах (напр.,  $pp \rightarrow e^+ e^+$ ,  $pp \rightarrow \pi^+ \pi^+$ ). Отсутствие в природе таких переходов можно объяснить наличием у протона осо-бого «заряда» —  $B$ . ч., закон сохранения  $k$ -рого «за-прещает» распад протона на мезоны и лептоны, не имеющие  $B$ . ч. Подобно электрич. заряду,  $B$ . ч. следует считать аддитивной величиной, причём  $B$ . ч. частиц и античастиц должны быть равны по абс. величине и противоположны по знаку.

Используя предположение о сохранении  $B$ . ч., можно однозначно установить его величину для всех др. частиц по их распадам. Напр., из наблюдаемых распадов  $\psi \rightarrow e^+ \nu_e$ ,  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ,  $\Sigma^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ ,  $\Delta^0 \rightarrow p \pi^-$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ,  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$  следует, что нейтрон,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ -гипероны и  $\Delta$ -резонансы имеют  $B$ . ч., равные  $B$ . ч. протона, а  $K^+$  и  $\omega$ -мезоны — нулевые  $B$ . ч. Совокупность эксперим. данных подтверждает отсутствие переходов с нарушением закона сохранения  $B$ . ч. не только для протона, но и для всех остальных частиц (напр., отсут-ствие распада  $\Lambda \rightarrow e^+ \pi^+$ ). Принимая условие  $B$ . ч. протона за  $+1$  (антипротона за  $-1$ ), можно сформу-лировать закон сохранения  $B$ . ч. как закон сохранения числа барионов: во всех процессах разность общего числа барионов и общего числа антибарионов сохра-няется.

Все частицы, наблюдающиеся в свободном состоянии, имеют целые  $B$ . ч., т. е. кратные  $B$ . ч. протона. Вместе с тем состоящим из адронов — кваркам приписываются дробные  $B$ . ч., равные  $1/3$ . (Следует, однако, отметить теоретич. возможность приписывать дробным кваркам и целые  $B$ . ч.; см. Кварки.)

Математически закон сохранения  $B$ . ч. может быть получен из предположения о том, что лагранжиан вза-имодействующих полей инвариантен относительно след. преобразования полей всех частиц:

$$\Psi_a \rightarrow e^{iB_a \theta} \Psi_a, \quad \bar{\Psi}_a \rightarrow \bar{\Psi}_a e^{-iB_a \theta} \quad (1)$$

(\* означает комплексное сопряжение), где  $B_a$  —  $B$ . ч. частицы, отвечающей полю  $\Psi_a$ ,  $\theta$  — произвольная по-стоянная, т. е. из предположения о существовании гло-бальной симметрии  $U(1)$ . Теоретич. воз-можность существования и лагранжиана локаль-ной симметрии  $U(1)$ , т. е. инвариантности относительно преобразования (1) с величиной  $\theta$ , являющейся произвольной ф-цией пространственно-вре-менной точки, привела бы к существованию безмассового калибровочного поля (т. е. калибровочного поля, кванты  $k$ -рого имеют нулевую массу), источником  $k$ -рого было бы  $B$ . ч. В этом случае  $B$ . ч. играло бы роль «заряда», создающего особое поле — поле «барионных фотонов», а между барионами существовали бы особые дальнедействующие силы. Совр. эксперименты не об-наруживают таких сил. Из опытов, доказывающих равенство инерционной и гравитаци. масс с точностью до  $10^{-12}$ , следует, что константа взаимодействия барионов с полем «барионных фотонов» (если бы оно существова-ло) должна быть, по крайней мере, на 45 порядков мень-ше константы эл.-магн. взаимодействия  $\alpha \approx 1/137$ . Отсутствие безмассового калибровочного поля, отве-чающего  $B$ . ч., т. е. отсутствие локальной симметрии, указывает на принципиальное различие между  $B$ . ч. и электрич. зарядом, обладающим с точным зако-ном сохранения. Это может служить указанием на при-ближенный характер закона сохранения  $B$ . ч.

В нек-рых моделях т. я. великого объединения сла-бого, эл.-магн. и сильного взаимодействий предсказы-вается возможность нарушения закона сохранения  $B$ . ч. и, следовательно, возможность распада протона (напр.,  $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ) или осцилляции нейтрона ( $n \rightarrow \bar{p}$ ). Такой приближённый характер сохранения  $B$ . 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 лептонного объединения оказываются ответственными «сверхслабые» взаимодействия, переносимые калибровочными полями, кванты к-рых из-за спонтанного нарушения симметрии приобретают массу, на много порядков превосходящие массы промежуточных векторных бозонов — переносчиков слабого взаимодействия ( $W^{\pm}$ ,  $Z^0$ ) или сверхтяжелые 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  $\tau_p \gg 10^{32}$  лет).

*Лит.:* S. v. S. eckelberg K., Die Wechselwirkungskräfte in der Kinetodynamik und in der Feldtheorie der Kinetik, Helv. phys. acta, 1938, B. 11, S. 225; Окун Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. С. С. Герштейн.

**БАРИОНЫ** (от греч. *barys* — тяжелый) — частицы с равным единиче 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  $B_c$ , а также барионные резонансы. Все Б., кроме самого легкого — протона, нестабильны и в свободном состоянии распадаются в конечном итоге на протон (относительно стабильность протона см. *Барионное число*). При этом барионные резонансы распадаются благодаря сильному взаимодействию за время  $\sim 10^{-23}$  с;  $B_c$ , распадающиеся за счёт слабого взаимодействия, имеют времена жизни на много порядков больше, поэтому в классификации адронов их обычно относят к «стабильным» частицам.

Б. состоят из трёх кварков, определяющих их квантовые числа (странность, очарование, красноту и др.). Предполагается также возможность существования Б. с дополнит. парой кварк-антикварк, т. е.  $B_c$ , состоящих из четырёх кварков и одного антикварка. В случае таких ятякварковых состояний возможны барионные состояния с ноложит. странностью (напр.,  $uudds$ ) или с изотопическим спином  $3/2$  (напр.,  $uuudd$ ).

Имеются теоретич. и эксперим. указания на возможность существования т. я. 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  $1/2$  (р, п,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ) и декуплет Б. со спином  $3/2$  ( $\Delta^+$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$ ,  $\Delta^-$ ,  $\Sigma^{*+}$ ,  $\Sigma^{*0}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\Sigma^{*0}$ ,  $\Sigma^{*-}$ ,  $\Omega^-$ ).

*Лит.:* С. С. Герштейн. **БАРИТОВАЯ ЭФФЕКТ** — скачкообразное изменение намагнитченности 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 измрит. катушке, надетой на образец, он обнаружил в цепи катушки имаяущие тока, обусловленные скачкообразным изменением намагнитченности  $M$  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 (инопорядные включения, дислокации, остаточные механич. напряжения и т. д.) препятствуют перестройке доменной структуры. Когда граница домена, смещаясь при увеличении магн. поля  $H$ , встречает препятствие (напр., шнородные включения), она останавливается и остаётся неподвижной при дальнейшем увеличении поля. При нек-ром возрастшем 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 намагнитченности 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. — одно из средств доказательства доменной структуры ферромагнетиков, он позволяет определить объём отд. домена. Для большинства ферромагнетиков этот объём равен  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  см<sup>3</sup>. 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 переполаризации и сегнетоэлектрических также наз. скачками Баркгаузена.

*Лит.:* Бозарт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1936, с. 420; Рудяк В. М., Эффект Баркгаузена, «УФН», 1970, т. 101, с. 429. Р. З. Левинсон.

**БАРИ (англ. barn)** (б) — шестидесятиная единица площади, применяемая для выражения эфф. сечения ядерных процессов.  $1 \text{ б} = 10^{-28}$  м<sup>2</sup>.

**БАРИЕТТА ЭФФЕКТ** — намагничивание ферромагнетиков при их вращении в отсутствие магн. поля; открыт С. Барнеттом (S. Barnett, 1909). Б. э. объясняется тем, что при вращении магнетика создается гироскопич. момент (см. *Гироскоп*), стремящийся повернуть силовые или орбитальные механич. моменты атомов по направлению осн. вращения магнетика. С механич. моментом атомов связан их магн. момент (см. *Спин*), поэтому при вращении появляется составная магн. момента (намагниченности) вдоль осн. вращения. П. э. позволяет определить магнитомеханическое отношение  $\gamma$  или  $g$ -фактор ( $g = \gamma \cdot 2 m_e c$ ) для атомов ряда веществ. Для металлов и силовых элементов группы железа значение  $g$  оказалось близким к 2, что характерно для силовых 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.:* Вольфганг и С. В. Магнетизм, М., 1971. **БАРОМЕТРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА** (от греч. *báros* — тяжесть и *metrō* — 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  $h$ :

$$p = p_0 \exp(-h/H), \quad (1)$$

где  $p_0$  — давление у поверхности Земли, шкала высот  $H = kT/(\mu_m g)$  определяется темп-рой  $T$  и средним молекулярным весом  $\mu_m$ ,  $m_1$  — масса атома водорода,  $g$  — ускорение силы тяжести. Б. ф. в виде (1) справедлива лишь при несомненной темп-ре и только для стабильных частей атмосферы.

Для реальных условий Б. ф. (1) требует нек-рого уточнения.

1) Поскольку  $T$  непостоянна по высоте (в тропосфере на высоте 10—17 км и в мезопаузе на высоте 80 км находится минимумы  $T$ , в стратосфере 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  $\int_{h_0}^h dh/H$ .

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-гравитационного 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 сменяет 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

$$\frac{1}{H_j^+} = \frac{g}{kT} \left( m_j - \frac{m^+}{2} \right), \text{ где } m^+ = \sum m_j p_j / \sum p_j. \quad (2)$$

Поскольку для однокомпонентного газа  $m^+ = m_j$ , то на больших высотах концентрация ионов с массой  $m_j$  уменьшается с высотой как концентрации нейтральных частиц с  $m_j/2$ , т. е. в два раза более лёгких. Ниже некоего уровня в смеси ионов для наиб. лёгкого иона, для которого наступает условие  $m_j \leq m^+/2$ , 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. *Аэронавтика*).

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 ( $H, H^+, He$ ) с очень высокими скоростями (для т. я. убегающих частиц). При наличии вертикал. движений с большими скоростями (полярный ветер) требуется доводнит. уточнение и общинение формул (1) и (2).

В метеорологии Б. ф. анализируют для определения высот в стандартной атмосфере, для градуировки барометров, для определения перепада высот и швеллирования, при этом для повышения точности учитываются влажность воздуха, температурный коэфф. объёмного расширения, зависимость  $g$  от широты.

Лит.: Хэрган А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., т. 1 — 2, 1978; Физика верхней атмосферы Земли, пер. с англ., 41, 1971; и др. в с. 7. Г. В. Рибинко т. о., Всплески в физике космоса, пер. с англ., т. 1, 1975. Г. С. Павлов-Хаславский.

**БАРОТРОПНОЕ ЯВЛЕНИЕ** (от греч. *baros* — тяжесть, и *tropos* — направление, поворот, образ. характер) — состоит в том, что в двух- и многокомпонентных системах жидкость — жидкость или жидкость — газ при больших давлениях и определяет темп-рах в поле тяготения сосуществующие фазы меняются местами: находящаяся сверху, менее плотная при обычных условиях фаза становится тяжёлой и опускается вниз. Б. я. вызваны различием сжимаемости компонентов и нераспределением концентраций в граничных 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 (Н. Kamerlingh-Onnes) в системе водород (жидкость) — гелий (газ): при темп-ре 20,4 К и давлении 49 атм газовой 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.

**БАРСТЕРЫ.** Рентгеновские Б. — вспыхивающие галактич. рентг. источники с интервалом повторения всплесков от неск. минут до неск. десятков часов. Время развития всплески  $t_R \approx (0,1-5)$  с, время затухания  $t_D \approx (3-100)$  с. Занимает рентг. всплески Б. МХВ 1730—335 (осуществлённая аппаратурой сов. ИСЗ «Астрон», 1983) приведена на рис. 1.

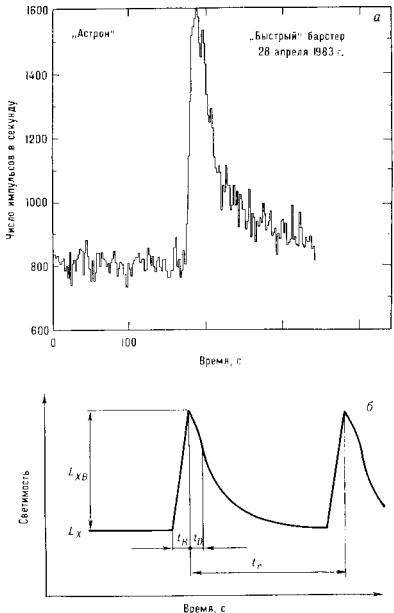


Рис. 1. а — Прием всплеска барстера МХВ 1730—335 (т. я. быстрый барстер), интервал энергий 2—25 кэВ; б — схематическая привил. всплеска барстера ( $L_x$  — постоянная светимости,  $L_x B$  — светимость по время всплеска,  $t_R$  — время развития,  $t_D$  — время затухания всплески,  $t_c$  — полезный интервал между всплесками).

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:  $\alpha$  (часы, минуты),  $\delta$  (градусы). Б., обнаруженные япон. ИСЗ, обозначаются буквами ХВ. К 1985 открыто св. 30 Б. Восемь Б. находится в шаровых звездных скоплениях, ещё семь отождествлены со слабыми звездными объектами ( $m_V \approx 17-18^m$ ), имеющими характерный УФ-избыток излучения.

Большинство Б. расположено в пределах  $30^\circ$  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 ( $\sim 10$  кпк), то данные наблюдений позволяют оценить абс. рентг. светимость Б.  $L_x$  по время всплески ( $L_x \approx 10^{32-10^{38}}$  эрг/с) и полную энергию  $E_x$  излучения за это время в рентг. диапазоне ( $E_x \approx 10^{38-10^{39}}$  эрг). Между всплесками (в спокойной

фазки)  $B$  являются медленно меняющимися рентг. источниками с  $L_X \approx 10^{39} - 10^{41}$  эрг/с и энергией фотонов  $\epsilon < 15$  кэВ. Если для описания спектра рентг. вспышки принять *Планка закон излучения*, то радиус излучающей области составляет  $\sim 10$  км.

Интервал между вспышками  $t_1$  не остается постоянным, он меняется в пределах 3—50% . У одного из  $B$ . (МХВ 1730—335) обнаружены два типа вспышек (рис. 2); вспышки с интервалами  $\sim 400$  с (вспышки 2-го типа) прерываются раз в 3—4 и обычной вспышкой (1-го типа). У вспышек 2-го типа  $t_2$  составляет деск. секунд,  $t_2 \sim 10^3$  от деск. секунд до минут. Для трех  $B$ . (МХВ

БАРЬЕРНАЯ ЭМКОСТЬ — электрич. емкость двойного слоя обьённого заряда и  $p-n$ -переходах и переходах металл—полупроводник (см. *Шоттки барьер*). В  $p-n$ -переходах граничные слои полупроводников объединяет осн. носителями, следовательно, заряды: обьёмная плотность заряда в каждом слое равна концентрации  $N$  легирующей примеси. Электрич. поле обьённого заряда формирует энергетич. барьер  $U$ . Если напряжение  $V$ , приложенное к переходу, изменяет высоту барьера. При этом изменяется ширина зарядк. слоев  $W$  ( $V$ ) и их заряд  $Q = e \int_0^W N(x) dx$  [ $e$  —

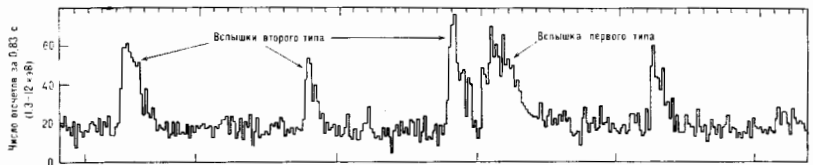


Рис. 2. Серия вспышек «быстрого» барьера МХВ 1730—335 (среди частей вспышек видна одна обычная вспышка — 1-го типа).

1735—44, МХВ 1837+0,5, МХВ 1636—53) наблюдались как рентг., так и оптич. вспышки излучения, близкие по продолжительности, но с запаздыванием  $\tau \approx 3$ с оптич. вспышка относительно рентгеновского. Наличие оптич. «хвост» позволяет предположить, что  $B$ . — тесная двойная звездная система, в к-рой рентг. излучение одного компонента поглощается и переизлучается в оптич. диапазоне др. компонентом, находящимся на расстоянии  $\Delta r \sim ct \approx 10^{11}$  см.

Анализ данных наблюдений позволил определить орбитальные периоды к-рые у семи источников оказались меньше 10 ч. Принято, что  $B$ . 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 Роша*, начинает терять вещество, которое претекает на нейтронную звезду (см. *Эволюция звезд, Аккреция*).

В рамках данной модели рентг. излучение  $B$ . в спокойной фазе обусловлено выделением гравитацион. энергии вещества, аккрецируемого нейтронной звездой. Тепловая эволюция аккрецируемого слоя (до сгорания термодерной тонны) определяется двумя процессами — адиабатич. сжатием вещества и его охлаждением за счёт лучистой или электронной теплопроводности. Если в момент затопления водорода или гелия вещество выроджено, то развивается тепловая вспышка (см. *Гелиевая вспышка*), приводящая к быстрой увеличению темп-ры, что в свою очередь ускоряет процесс эвронивидения и способствует выделению за короткое время большого кол-ва энергии, гл. обр. в виде рентг. излучения.

Существов. доводом в пользу термодерной модели  $B$ . является наблюдат. факт, что у  $B$ . отношение  $\alpha$  эвронивидения в период между вспышками (связанного с аккрецией) к эвронивидению во время вспышки (связанного с излучением термодерной взрыв той же массы вещества) близко к 100. Такое же значение  $\alpha$  следует из теории.

Паряду с рентг.  $B$ . обнаружены два г а м м а- $B$ . (т. е. источники повторияющих вспышек  $\gamma$ -излучения): 1) гамма- $B$ ., открытый 5 марта 1979 (обнаружено более 10  $\gamma$ -вспышек); 2) источник и созвездия Орла (обнаружены 3  $\gamma$ -вспышки). Теоретич. модель гамма- $B$ . не разработана.

Лит.: 2 г а м м а- $B$ . Термодерные вспышки в оболочках нейтронных звезд, в кн: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 21, М., 1982; Lewis I. W. H. G., Joss P. G., X-ray bursters and the X-ray sources of the Galactic bulge, *Space Sci Revue*, 1981, v. 28, p. 3.

элементарный заряд,  $N(x)$  — распределение примеси в слое). Т. о.,  $B$ . ё. зависит от напряжения  $V$  и распределения примеси (на этом основан ёмкостный метод определения распределения примеси в  $p-n$ -переходе и примесное  $p-n$ -переходов в качестве управляемых ёмкостей — варакторов). В случае симметричного  $p-n$ -перехода с  $N = \text{const}$   $B$ . ё. определяется Ф-лой

$$C_6 = \left[ \frac{e^2 S N}{2 (U \pm V)} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $S$  — площадь перехода,  $e$  — элементарч. проводимость полупроводника. Для  $N = N_0 - ax$ :

$$C_6 = \left[ \frac{e^2 S N_0}{2 (U \pm V)} \right]^{1/2}.$$

Лит. см. при ст. *Полупроводники*. В. А. Герасев, БАУШИНГЕРА ЭФФЕКТ — снижение пределов пропорциональности, упругости и текучести материалов в результате изменений знака нагрузки, если извращен. нагрузка вызвала наличие пластич. деформаций. Металл, подвергнутый слабой пластич. деформации нагрузкой одного знака, обнаруживает при перемене знака нагрузки пониженное сопротивление нач. пластич. деформации. Б. э. связывают с наличием остаточных напряжений и наиб. деформиру. збрых металла, к-рые, складываясь с рабочими напряжениями при изменении знака нагрузки, вызывают понижение указанных выше характеристик образца.

Б. э. назв. по и-ву Н. Баушингера (J. Bauschinger). БЕГУЩАЯ ВОЛНА — волновое движение, при к-ром поверхность рыхлых фаз (фазовые волновые фронты) перемещается с конечной скоростью, постоянной в случае однородных сред (см. также *Волны*). С. Б. в., *суперзвуковая скорость* к-рой отлична от нуля, связана перенос энергии, импульса или др. характеристик, показателных для данного процесса.

В рамках справедливости *стационарности принципа* (линейная система) для однонаправленных  $B$ . в., распространяющихся в противоположных направлениях, образуют стоячую волну. При разных амплитудах возникает частично  $B$ . в., к-рая характеризуется как коэф. бегущести волны (КБВ), или коэф. стоячести волны (КСВ), или коэф. отражения  $G$ , равным отношению амплитуд встречных волн, причём

$$КСВ = \frac{1}{КБВ} = \frac{1+|G|}{1-|G|}.$$

Для оптич. передачи энергии по линиям передач не обходимо их согласование, т. е. получение внутри ли-

нии 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.**  
**БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ КВАНТОВЫЙ ПЕРЕХОД** — 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. н. изменение энергии системы (её отдачи при переходе из состояния с большей энергией  $E_2$  в состояние с меньшей энергией  $E_1$ ) 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. н. перейти в колебательную и др. виды энергии (т. е. расходуется на возникновение элементарных возбуждений — фононов и др. квазичастиц).

Возможны также Б. к. н. без изменения энергии системы, связанные с её спонтанным распадом, напр. автоионизация атома при *резе-эффекте* или *преддиссоциация молекула*.

**М. А. Евлевич.**  
**БЕЗЭЛЕКТРОННЫЙ РАЗРЯД** — один из видов *вакуумного разряда* (или *импульсного разряда*), в к-ром разрядный промежуток полностью изолирован от электродов, а разрядный ток может течь либо током смещения (Е-разряд), либо индуц. 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).

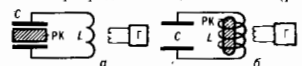


Схема получения безэлектронного разряда: а — линейного; б — кольцевого. РК — разрядный колба с разреженным газом; С — конденсатор колебательного контура; К — катушка самоиндукции; Г — генератор электромагнитных колебаний.

Оен. роль в Б. р. играет объёмная ионизация газа, а процессы на поверхностях, ограничивающих область разряда, второстепенны. Исключением 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 полов в ускорителях, в спектральном анализе газовых смесей и др. Но особую важность представляет Б. р. в тороидальной камере, охватывающей виток импульсного трансформатора, поскольку получающаяся в такой колбе плазма 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.**  
**БЕККЕРЕЛЬ** (Бк, Вк) — единица радиоактивности СИ. соответствует одному распаду в секунду. Назв. в честь А. А. Беккереля (А. А. Becquerel), открывшего

естеств. радиоактивность (1896). 1 Бк = 2,703 · 10<sup>-11</sup> кюри = 10<sup>-10</sup> *рефердоба*.

**БЕКЛУНДА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ** — способ конструирования точных решений неких *нелинейных уравнений математической физики*. Предложен в 1875 А. Беклуном (А. Bäcklund) в связи с изучением поверхностей нест. отрицат. кривизны. Для этих поверхностей элемент длины в подходящих координатах *u, v* можно записать в виде  $ds^2 = du^2 + 2\cos u du dv + dv^2$ , где *u* подчиняется *сингл. Гордона уравнению*

$$\partial^2 u / \partial u \partial v = \sin u. \quad (1)$$

Если  $\omega_0(u, v)$  — произвольное решение этого уравн., то  $\omega_1(u, v)$ , подчиняющееся уравн.

$$\partial(\omega_1 - \omega_0) / \partial u = 2a \sin[(\omega_1 + \omega_0)/2], \quad (2)$$

$$\partial(\omega_1 - \omega_0) / \partial v = 2a^{-1} \sin[(\omega_1 - \omega_0)/2]$$

при произвольном *a*, также оказывается решением уравн. (1). Уравн. (2) являются обыкновенными дифференциальными уравнениями и тривиально решаются в частных производных (1). Если известны два Б. и,  $\omega_1, \omega_2$  с параметрами  $a_1, a_2$ , то можно построить третье решение  $\omega_3$ , минуя квадратуры, по Ф-ле

$$\lg \frac{\omega_3 - \omega_2}{4} = \frac{a_1 + a_2}{a_1 - a_2} \lg \frac{\omega_1 - \omega_2}{4}$$

Если  $\omega_0 = 0$ , Б. п. порождает важное частное решение уравн. (1) — *кич* (англ. kink — перегиб), или *единичный солитон*  $\omega = 4 \text{ arc tg exp}(au + a^{-1}v + \varphi)$ . Полагая  $a_1, a_2$  комплексно сопряжёнными,  $a_1 = a_2^* = \lambda + i\eta$ , получаем др. важное решение уравн. (1) — *осциллирующий солитон*, или *брэзер* (от англ. to breathe — дышать)

$$\omega_3 = 4 \text{ arc tg} \frac{\lambda}{i\eta} \frac{z - z^*}{1 + |z|^2}, \quad z = \exp(au + a^{-1}v + \varphi).$$

Последоват. применение Б. п., начиная с  $\omega_0 = 0$ , позволяет найти в явном виде *N*-солитонные решения уравн. (1), описывающие рассеяние кичков и брэзеров друг на друге.

Свернувшись на основе произвольного  $\omega_0$  последоват. Б. п. и полагая  $a_2 = -a_1 + \delta a$ , можно добиться инфинитезимально (бесконечно малой) вариации решения  $\omega_2 = \omega_0 + \delta\omega$ . Отсюда следует, что уравн. (1) инвариантно относительно бесконечной группы преобразований и в силу *Пётр теоремы* обладает бесконечным набором интегралов движения (интегрируемо).

Интерес к Б. п. повысился в связи с развитием *обратной задачи рассеяния методом ОЗРМ*. Б. п. найдены для большинства нелинейных уравн. интегрируемых при помощи ОЗРМ, в т. ч. для *Шрёдингера уравнения нелинейного*, для Янга — Миллса уравн. для интегрируемых вариантов уравн. Эйнштейна и т. д. (см. Д. Кортвега — де Фриеса уравнения  $u_t + 6uu_x + u_{xxx} = 0$  Б. п. имеет вид  $(u - u_x)$ :

$$-2(u_0 + u_1)_x = 4a^2 + (u_0 - u_1)^2, \quad (u_0 - u_1)_t + 3(u_0^2 - u_1^2)_x + (u_0 - u_1)_{xxx} = 0.$$

С точки зрения ОЗРМ Б. п. представляет собой простейшую реализацию нелинейного уравн., соответствующую появлению в спектре интегрируемого линейного уравн. доп. дискретного собств. значения и добавление солитона к исходному решению нелинейного уравн.

*Лит.*: Уилем Дж., *Линейные и нелинейные волны*, пер. с англ., М., 1977; Ибрагимов И. Х., Группы преобразований в математической физике, М., 1989; Д. Е. Засорин, БЕЛ (Б, В) — единица логарифмич. уровня энергии, величины  $P_2$  (мощность, интенсивность звука) относительно лач. уровня  $P_1$  одинаковой величины:

$$A = \lg \frac{P_2}{P_1} \text{ Б.} \quad (1)$$

$A = 1$  Б, если  $P_2 = 10 P_1$ ;  $A = 2$  Б, если  $P_2 = 100 P_1$ , и т. д. При сравнении значений  $P_2$  и  $F_1$  сильных величин (звуковое давление, механич. ускорение, элетрнич.

напряжением) в качестве единицы измерений также используют  $B$ , в соответствии с выражением

$$A = 2 \lg \frac{F_1}{F_2} B. \quad (2)$$

Пач, уронин  $P_1$  и  $F_1$  выбираются соотв. условиям конкретной задачи, а для общих вопросов в разл. областях науки и техники — в порядке междунар. соглашения или спец. стандартов, напр. для звуковой мощности  $P_1 = 10^{-12}$  Вт (междунар.), для виброускорений  $F_1 = 3 \cdot 10^{-4}$  м/с<sup>2</sup> (СССР).

Пач, в честь А. Беллы (А. Bell). На практике используется преим. дольная единица — *децибел*.

Лит.: Грин и в и в Г. Г., Логарифмы, децибелы, децивалы, М., 1962; ГОСТ 24204—80, Единицы децибел для измерений уровней, звуковых и усилений в технике проводной связи.

**БЕЛАЯ ДЫРА** — гипотетич. космич. объект, эволюция к-рого представляет собой обратный во времени *гравитационный коллапс* небесного тела с образованием черной дыры. Предсказание возможности существования Б. д. (И. Д. Новиков, 1964) следует из *общей теории относительности*. Вещство, находившееся первоначально внутри Б. д., с течением времени расширяется и выходит из-под *гравитационного радиуса* Б. д. (вспышка Б. д.); весь этот процесс является видимым для удаленного наблюдателя. Б. д. в расширяющейся Вселенной могут реализовываться как ядра вещества, задержавшиеся в общем космологич. расширении из-за локальной неоднородности пач. 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 приписать Б. д. к объединению таких явлений, как активность *квазаров* и *ядер галактик*. Однако в 1974 было выяснено, что аккреция Б. д. окружающего ее вещества и квантово-гравитаци. эффекты, возникающие в сильных гравитаци. полях внутри Б. д. (см. *Квантовая теория гравитации*), препятствуют варьир. Б. д. и заставляют вещество Б. д. оставаться внутри нее, если время задержки существенно превышает  $rg/c$ , где  $rg$  — гравитаци. радиус Б. д. [Я. В. Зельдович, И. Д. Новиков, А. А. Старобинский; Д. Эрди (D. Page)]. Образующийся при этом объект совпадает со своим наблюдат. свойством с черной дырой, отличаясь от нее только историей своего происхождения и некоторыми деталями внутр. строения; применительно к нему пач. «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 выражаются.

**БЕЛАЯ НЕРАВНОСТВА** — неравенства, связывающие для любой классич. статистич. системы, в к-рой невозможно распространение сигналов со скоростью больше скорости света (требование локальности); установленные Дж. С. Беллом [1]. Получена с целью продемонстрировать отличие предсказаний квантовой механики от предсказаний любой теории *скрытых параметров*, удовлетворяющей требованиям спец. теории относительности.

Пусть в нек-рой точке  $I$  измеряется величина  $A_a$ , а в точке  $2$ , отдаленной пространственно подобным *интервалом* от 1, — величина  $B_b$ , причём обе величины могут принимать значения  $\pm 1$ , а индексы  $a, b$  означают зависимость этих величин от направления в пространстве. Предположим, что определ. результат (1, 1) измерения  $A$ , кроме направления  $a$ , зависит от значения нек-рого скрытого параметра  $\lambda$ , а результат измерения  $B$  — от направления  $b$  и того же  $\lambda$ , локализованного в области пространства-времени  $\Omega$ , образованной пересечением световых конусов прошлых 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 задана  $\lambda$ . Это

утверждение, очевидно, верно для любой классич. вероятностной статистич. системы. Статистика определяется неравностным распределением параметров  $\rho(\lambda)$  в  $\Omega$ . Тогда матем. ожидания произведения измеренных величин  $A_a$  и  $B_b$  есть  $P(A_a B_b) = \int \rho(\lambda) \lambda \times \bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b, \lambda)$ , где  $\bar{A}(a, \lambda)$ ,  $\bar{B}(b, \lambda)$  — величины  $A_a$ ,  $B_b$ , усредненные по возможным значениям скрытых параметров измерит. приборов (если рассматриваются т. н. контекстуально зависящие теории скрытых параметров, в к-рых значение к.-л. характеристич. системы вычисляется на основе значений скрытых параметров не только самой системы, но и измерит. прибора), так что  $|\bar{A}| \leq 1$ ,  $|\bar{B}| \leq 1$ . Обозначим через  $a', b'$  альтернативные к  $a, b$  положения приборов, измеряющих  $A, B$ . Тогда

$$\begin{aligned} P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'}) &= \\ &= \int d\lambda \rho(\lambda) [\bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b, \lambda) - \bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b', \lambda)] = \\ &= \int d\lambda \rho(\lambda) [\bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b, \lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b', \lambda)]] - \\ &- \int d\lambda \rho(\lambda) [\bar{A}(a, \lambda) \bar{B}(b', \lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b, \lambda)]]. \end{aligned}$$

Из  $|\bar{A}| \leq 1$ ,  $|\bar{B}| \leq 1$  следует:

$$\begin{aligned} |P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'})| &\leq \\ &\leq \int d\lambda \rho(\lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b', \lambda)] + \\ &+ \int d\lambda \rho(\lambda) [1 \pm \bar{A}(a', \lambda) \bar{B}(b, \lambda)], \end{aligned}$$

откуда, используя условия нормировки  $\rho(\lambda)$ ,  $\int \rho(\lambda) d\lambda = 1$ , получим Б. н.:

$$\begin{aligned} |P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'})| &\leq 2 \pm [P(A_a B_{b'}) + P(A_a B_b)], \\ |P(A_a B_b) - P(A_a B_{b'})| &\leq 2 \pm [P(A_a B_{b'}) - P(A_a B_b)]. \end{aligned}$$

В квантовой механике, не предполагающей существования скрытых параметров, Б. н. в общем случае не имеют места. Поэтому эксперимент. проверка нарушения Б. н. явилась мощным средством проверки квантовой механики и её интерпретации. Поставленные эксперименты типа Эйнштейна — Подольского — Розена (см. *Эйнштейн — Подольского — Розена парадокс*) с параметрами — фотонами и нейтронами [2, 3] убедительно свидетельствуют в пользу квантовой механики и её космологической интерпретации против теории скрытых параметров. В этих экспериментах роли  $A_a, B_b, A_{a'}, B_{b'}$  играют проекции спина частицы на то или иное направление, определяемое прибором. Нарушение Б. н. связано с тем, что в теории одного прибора, регистрирующего частицу, согласно квантовой механике, возникает информация о системе и, следовательно, средст. образ. влияет на вероятность регистрации частицы др. прибором, несмотря на то, что никакого материального носителя этого влияния (частицы или позит) не существует. Связано это с тем, что при измерениях в квантовой механике происходит редукция *волновой пакета*.

С точки зрения изложенного вывода Б. н. это означает нарушение локальности (инвариантной Беллом как основное требование, чтобы измерения, производимые в точке  $B$ , не давали бы результатов измерения, производимого в точке  $B$ ; не нарушать локальность в квантовой теории поля!). Поэтому ряд авторов называет это свойство квантовой механики «нелокальностью» (Белл [1]) или «несeparабельностью» (Д'Эспанья [4]). (См. также *Ааронаов — Бома эффект*.)

Нарушение Б. н. свидетельствует о несраведливости в квантовой механике т. н. критерия реальности физ. величин Эйнштейна — Подольского — Розена, согласно к-рому свойства частиц, описываемые некоммутующими операторами (проекции спина на разные направления и т. н.), существуют независимо от их

наблюдения. Согласно канонической интерпретации и относительности к средствам наблюдения В. А. Фока (близкому к *боловинистости* 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. к. нарушается.

Лит.: 1) Bell J. S., On the Einstein Podolsky Rosen paradox, «Physica», 1964, v. 1, p. 193; 2) et cetera. On the problem of hidden variables in quantum mechanics, «Phys. Rev.», 1935, v. 57, p. 416; 3) Славский В. И., Мельников В. И., Ковалева И. В., О нелокальности в квантовой физике, «УФН», 1984, т. 142, с. 599; 4) Гриб А. А., Чернавская Белла и экспериментальная проверка квантовых корреляций на макроскопических системах, там же, с. 619; 5) Дибрагин В., Nonlocality and the tentative descriptions of reality, «Phys. Reports», 1984, v. 110, p. 201; 6) Aspect A., Dalibard J., Roger G., Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers, «Phys. Rev. Lett.», 1982, v. 49, p. 1804.

**БЕЛЫЕ КАРЛИКИ** — компактные звезды с массами порядка массы Солнца ( $M_{\odot}$ ) и радиусами  $\sim 0.01$  радиуса Солнца ( $R_{\odot}$ ). Ср. плотность вещества Б. к. составляет  $10^8 - 10^9$  г/см<sup>3</sup>. Светимость Б. к. высока ( $\sim 10^{-1} - 10^{-4} L_{\odot}$ ), поэтому обнаруженные Б. к. (неск. тысяч) входят сравнительно недалеко от Солнечной системы (в пределах  $\sim 100$  пк). По оценкам, число Б. к. составляет  $3 - 40\%$  от общего числа звезд Галактики. Значит, часть Б. к. входит в двойные звездные системы (в частности, первой звездой, относившей к Б. к., оказалась Сириус В — спутник Сириуса с  $M \approx 1M_{\odot}$ , открытый А. Кларком (A. Clark) в 1862). Б. к. были выделены в особый класс звезд в 1910-е гг., их название связано с цветом первых представителей этого класса — Сириуса В и 40 Фриды В — горячих белых звезд. Позднее были открыты желтые и красные Б. к. с более низкой темп-рой поверхности  $T_{\text{п}}$ . У наиболее горячего из известных Б. к.  $T_{\text{п}} \approx 7 \cdot 10^4$  К, у наиболее холодного ок.  $5 \cdot 10^3$  К. Спектры Б. к. сильно отличаются от спектров обычных звезд. Линии поглощения в спектрах Б. к. сильно уширены вследствие высокой плотности атмосферы (*Штарка эффект*). Кроме того, они заметно смещены из-за гравитат. красного смещения, к-рое для Б. к. эквивалентно донапряскому смещению при скоростях в неск. десятков км/с. *Спектральные классы* Б. к. обозначают теми же буквами, что и классы звезд гл. последовательности (O, B, A, ...), но с добавлением буквы D (DO, DB, DA и т. д.). Выделяют еще нек. классов (DXC, DXP), отличающихся рядом спектральных особенностей. Хим. состав атмосфер Б. к., определяемый по спектрам, необычен. У большинства Б. к. (классе DA) атмосфера состоит почти из чистого водорода, содержащие др. элементов в десятки и сотни раз снижено по сравнению со звездами 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 пикнодермном (низкие темп-ры) или термоядерном (высокие темп-ры) горении водорода (см. *Пикнодермные реакции* и *Термоядерные реакции*). У др. Б. к. (классе DB) осн. элемент в атмосферах — гелий, а водорода в сотни тысяч раз меньше. Для спектров Б. к. классов DF, DG и DH характерны линии Са, иногда Fe и др. металлов, атмосферы этих звезд также бедны водородом. В спектрах ряда Б. к. (примерно у  $1\%$  от общего числа) обнаружена сильная поляризация излучения или асимметричное распределение спектральных линий, что указывает на существование у нек-рых Б. к. магн. поля  $\sim 10^8 - 10^9$  Гс (у большинства Б. к. оно ниже  $10^8$  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 раздела вещества в сильном гравитат. поле (ускорение свободного падения на поверхности Б. к.  $\sim 10^8$  г/см<sup>2</sup>).

Для физики Б. к. интересны прежде всего как объекты применения теории сверхплотной плазмы. При ср.

плотности  $\sim 10^8$  г/см<sup>3</sup> 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 звездами»). Концентрация практически свободных электронов  $n_e$  в веществе Б. к. столь велика, что их квантовомеханич. ферминовскому импульсу  $p_F \sim \hbar n_e^{1/3}$  соответствует давление, достаточное для существования Б. к. с наблюдаемыми значениями радиусов [Р. Фаулер (R. Fowler), 1926]. Теория предсказывает соотношение масса—радиус Б. к.:  $R \sim M^{-1/2}$  (при  $M \leq 0,5 M_{\odot}$ ), т. е. более массивные Б. к. имеют меньший радиус. Существует теоретич. верх. предел массы холодных Б. к. — т. н. чандрасекаровский предел  $M_{\text{Ch}} \approx 1,4 M_{\odot}$  [С. Чандраскар (S. Chandrasekhar), 1931]. Превышение этого предела должно приводить к *гравитационному коллапсу* звезды. Существование предела массы объясняется тем, что по мере роста плотности скорости свободных электронов приближаются к пределу—скорости света (газ электронов становится релятивистским) и сила давления вырожденного газа электронов растет медленнее силы тяготения. Данные о массах реальных Б. к., их размерах и темп-рах достаточно хорошо согласуются со значениями этих величин, получаемыми теорией Б. к.

Б. к. становятся звездами в конце своей эволюции (после исчерпания запасов термоядерного горючего, см. *Эволюция звезд*). В Б. к. превращаются звезды (красные гиганты) с нач. массой  $M \leq 5M_{\odot}$  после сброса внеш. слоев, если масса остатка  $M < M_{\text{Ch}}$ . При этом звезда проходит, как считают, стадию *планетарной туманности* (плотного звездного ядра, окруженного 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. — запасаемая в звезде энергия теплового движения ионов. С возрастом светимость Б. к. падает. Теоретич. зависимость светимости от времени подтверждается наблюдениями. Напр., светимости Б. к.  $\sim 10^{-2} L_{\odot}$  соответствует возраст  $\sim 40^6$  лет. Дисперсия скоростей собственного движения Б. к. указывает на принадлежность их к далеко прорволюционировавшим звездам — т. н. старому звездному населению диска Галактики.

Иной путь возникновения Б. к. возможен в тесных двойных звездных системах. В таких системах Б. к. может стать более массивный компонент, часть вещества к-рого, заполнив *полость Роуа*, вернется на второй компонент. В этом случае звезда становится планетарной туманности может не проходить. На светимости Б. к. в тесных двойных системах может заметно влиять термоядерное горение водорода, претерпевающего со второго компонента системы. Это горение обычно имеет характер вспышек. Подобным механизмом объясняют возникновение *новых звезд* и новонородных звезд. Перетекание вещества на углеродный или гелиевый Б. к. может привести к вспышке сверхновой (следствие термоядерного взрыва осн. массы вещества Б. к.).

Лит.: 1) Белье Карин, Сб. ст., пер. с англ., М., 1975; Шварцшильд И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Блинников С. И., Белье Карин, М., 1977; Шварцшильд С., Тьюколски С., Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985.

**БЕЛЫЙ СВЕТ** — электромагнитное излучение определ. спектрального состава, вызывающее у людей с нормальным цветовым зрением нейтральное в цветовом отношении ощущение. В отличие от *белого шума*, имеющего несп. спектральную плотность. Б. с. наз. спектральное распределение излучения черного тела при  $T_{\text{пл}} \approx 5200$  К. Такое излучение наиболее эффективно воспринимается глазом, т. е. максимум чувствительности глаза в дневных условиях лежит в области  $\lambda \approx 550$  нм. Б. с. даёт видимое излучение Солнца, а также излучение



неорганических твердых и жидких тел, нагретых до высокой температуры и имеющих распределение спектра, близкое к солнечному. Для спектра Солнца (с учётом поглощения в земной атмосфере) максимум излучения лежит в области  $\lambda \approx 500$  нм, что соответствует цветовой температуре Солнца  $\sim 6500$  К.

Ощущение Б. с. можно подучить также сменением излучения двух *дополнительных* цветных или трёх монохроматич. излучений, взятых в определённом количестве, соотношении (см. Цвет. Координатная).

Б. с. представляет собой стационарный случайный процесс, фазы-компоненты  $k$ -рого статистически независимы. Статистич. свойства Б. с. описываются гауссовской статистикой. Представление Б. с. в виде суммы гармоник, членов ряда Фурье приобретает конкретный физ. смысл при взаимодействии его со спектральным прибором,  $k$ -рый разлагает Б. с. на монохроматич. компоненты. Напр., при прохождении Б. с. через *дифракционную решётку* излучение всех длин волн соберётся 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 временном языке Б. с. можно представить как последовательность случайных цугов (импульсов) со ср. длительностью, равной времени корреляции,  $k$ -рое порядка среднего периода оптич. излучения видимого диапазона.

Б. с. может формироваться также при распространении мощных сверхкоротких лазерных импульсов в нелинейных средах. Сверхширине спектра импульса обусловлено при этом совместным проявлением нл. нелинейных эффектов: самодуляции, четырехфотонных наparamетрич. процессов, лавинной ионизации среды и т. д.

**БЕЛЫЙ ШУМ** — шум, время корреляции  $k$ -рого меньше всех характерных времён фаз. системы. Матем. моделью Б. ш. служит *случайный процесс*  $\xi(t)$  ( $\langle \xi(t) \rangle = 0$ ) с корреляц. ф-цией

$$\Gamma(t, \tau) = \langle \xi(t + \tau) \xi(t) \rangle = \sigma^2(t) \delta(\tau), \quad (1)$$

где  $\delta(t)$  — дельта-функция,  $\langle \dots \rangle$  — статистич. усреднение,  $\sigma^2(t)$  — интенсивность Б. ш. В случае стационарного процесса  $\sigma^2(t) = \text{const}$ , причём корреляц. ф-ция (1) отвечает равномерному спектру

$$\Gamma(\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau = \sigma^2/2\pi, \quad (2)$$

равное нулю время корреляции  $\tau_k$  и соответствуют с соотношением неопределённости  $\tau_k \Delta\omega \gg 1$  бесконечная ширина спектра  $\Delta\omega$ .

Модель Б. ш. используется для описания воздействия шумов с малым временем корреляции на физ. системы (сигналы), обладающие конечной шириной полосы пропускания (спектра), в пределах  $k$ -рой спектр реального шума можно считать приблизительно равномерным. Примером Б. ш. является *дробовый шум*, время корреляции которого определяется временем пролёта электронов от катода к аноду. Спектр дробового шума равномерен до частот  $\sim 10^8$  Гц. Др. пример — тепловой шум, спектр  $k$ -рого равномерен в том интервале частот, где несомненно сопротивлением источника шума. В области следующих частот примером Б. ш. является шум водопровода.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рылов С. М., Случайные процессы, М., 1976.

**БЕШНЕТА — БУДКЕРА УСЛОВИЕ** — необходимое условие равновесия пучка релятивистских электронов, частично нейтрализованных поперечными ионами, имеющее вид (для однозарядных ионов)  $n_0 v^2 < n_i < n_0 c$ , где  $n_0, n_i$  — соответственно число электронов и ионов на 1 см длины пучка,  $v$  — релятивистский фактор для электронов. См. *Бешневский пучок*, *Будкерское условие*.

Э. Л. Вуртшиев.

**БЕШНЕВСКИЙ ПУЧОК** — самофокусирующийся (т. е. удерживаемый собой, силами взаимодвижения) пучок релятивистских электронов, частично нейтрализованный поперечными (в среднем) ионами, в  $k$ -ром поперечные скорости электронов и ионов имеют максим. распределение. Ионы удерживаются кулоновским полем электронов (концентрация  $k$ -рых больше концентрации ионов), а электроны — собой, магн. полем пучка, действие  $k$ -рого превышает кулоновские расталкивание, обусловленное суммарным зарядом электронов и ионов. Плотность электронов и ионов в пучке падает при этом по радиусу  $r$  пропорционально  $(1+r^2/a^2)^{-2}$ , где  $a$  — эффективный радиус пучка (т. е. бешневское распределение).

Э. Л. Вуртшиев.

**БЕРГМАНА СЕРИЯ** (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 лежит в ИК-области спектра. Аналогичные серии наблюдаются в спектрах атомов и ионов, имеющих один электрон во внеш. оболочке. Подробнее см. *Спектральная серия*.

**БЕРЕСТЕЦКОГО ТЕОРЕМА** — 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 реленций Дирака урши.

Лит.: Берестецкий В. Г., О внутренней чётности позитрона, ЖЭТФ, 1951, т. 21, с. 93.

С. С. Герштейн.

**БЕРИЛЛИЙ** (от греч. beryllion — уменьшит. от beryllon — берилл; лат. Beryllium), Be, — хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 4, ат. масса 9,01218. В природе представлен одним стабильным нуклидом  $^9\text{Be}$ . Наиболее устойчивый искусств. радионуклид  $^7\text{Be}$  (электронный захват,  $T_{1/2} = 53,2$  сут). Электронная конфигурация внеш. оболочки  $2s^2$ . Энергия ионизации равна 9,323 и 18,211 эВ. Металлич. радиус атома 0,113 нм, радиус иона  $\text{Be}^{2+}$  0,034 нм. Значение электроотрицательности 1,4.

В свободном виде Б. — серебристо-белый мягкий металл с гексагональной плотноупакованной решёткой, параметры  $k$ -рой  $a = 0,22855$  нм и  $c = 0,35840$  нм ( $\alpha$ -модификация). Кубич.  $\beta$ -модификация устойчива при температурах 1275—1285 °C;  $t_m = 1285$  °C,  $t_{\text{впл}} = 247$  °C, плотность 1,85 кг/дм $^3$  (20 °C), теплоёмкость 1,80 кДж/К  $\times$  кг $^{-1}$  К $^{-1}$ , теплопроводность 1,78 Вт  $\cdot$  м $^{-1}$  К $^{-1}$  (при 50 °C), уд. сопротивление 3,6—4,5 мОм  $\cdot$  см (20 °C). Коэф. линейного расширения 10,3—131 (25—100 °C). Модуль Юнга 300 ГПа $^{1/2}$ .

Б. химически активен, степень окисления  $+2$ . Б. и его соединения токсичны. На воздухе покрывается тонкой и прочной оксидной пленкой BeO. Б. применяют для изготовления замедлителей и отражателей нейтронов в ядерных реакторах, входит в состав ряда сплавов на основе Al, Mg, Si и др. цветных металлов. Б. используется для поверхностной бериллизации сталей. Т. к. Б. слабо поглощает рентг. излучение, из него изготавливают окна рентг. трубок.  $^7\text{Be}$  применяют в качестве радиоактив. индикатора. При бомбардировке  $\alpha$ -частицами  $^9\text{Be}$  испускает нейтроны, поэтому его используют в ампульных источниках нейтронов (в смеси с  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и др.).

Лит.: Химия и технология редких и рассеянных элементов, т. 2, М., 1969.

С. С. Бердоскин.

**БЕРКЛИЙ** (по месту открытия — г. Беркли, Berkeley, США; лат. Berkeleium), Bk, — искусственно полученный радиоакт. хим. элемент семейства *актиноидов*, ат. номер 97. Период. долгоживущие изотопы Bk —  $^{247}\text{Bk}$  ( $\alpha$ -распад,  $T_{1/2} = 1380$  лет) и  $^{249}\text{Bk}$  ( $\alpha$ - и  $\beta$ -распад,  $T_{1/2} = 0,88$  года), первый образуется в ядерной реакции  $^{244}\text{Cm} (\alpha, p)^{247}\text{Bk}$ , второй — интенсивным длительным облучением урана или плутония тепловыми нейтронами.

ми в ядерном реакторе. Конфигурация внеш. электронных оболочек  $5p^6 6s^2 p^6 d^1 7s^2$  (возможна также конфигурация  $5p^6 6s^2 p^6 7s^2$ ). Энергия ионизации 6,30 эВ. Радиус иона  $Вк^{9+}$  равен 0,0975 нм, иона  $Вк^{4+}$  0,0870 нм. При комнатной темп-ре устойчива  $\alpha$ -модификация металла. Б. с двойной гексагональной плотной упаковкой (параметры  $a=0,3416$  нм и  $c=1,1069$  нм), при высоких темп-рах —  $\beta$ -модификация с гранецентрир. кубич. решеткой (параметр  $a=0,3997$  нм). Радиус атома В. для гексагональной модификации 0,176 нм, для кубической — 0,170 нм. По окиске,  $t_{\text{пл}}=986^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{кип}}=2587^\circ\text{C}$ , плотность 14,8 кг/дм<sup>3</sup>. В соединениях проявляет степени окисления +3 (наиб. устойчива в растворах) и —4 (сильный окислитель). С. С. Берноулли.

**БЕРНУЛЛИ УРАВНЕНИЕ** (интеграл Бернулли) в гидродинамике — результат интегрирования дифференц. ур-ния установившегося движения идеальной (невязкой и нетеплопроводной) баротропной жидкости, записанных в переменных Эйлера (см. *Эйлера уравнение*). В баротропной жидкости плотность  $\rho$  зависит только от давления  $p$ , т. е.  $\rho=\rho(p)$ , и Б. у.

$$U + \int \frac{dp}{\rho} + \frac{v^2}{2} = C, \quad (1)$$

где  $U$  — потенциал поля объемных (массовых) сил, действующих на жидкость,  $v$  — скорость течения,  $C$  — величина, постоянная на каждой линии тока или вихревой линии, во в общем случае изменяющая своё значение при переходе от одной линии к другой.

Если потенциал  $U$  и вид ф-ции  $\rho(p)$  известны, Б. у. выражается алгебраич. соотношением. В простейшем случае несжимаемой тнжелькой жидкости, когда  $U=gh$  ( $h$  — высота тнжелькой частицы над нек-рой горизонтальной плоскостью,  $g$  — ускорение свободного падения), а  $\rho=\text{const}$ , имеем

$$gh + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = C. \quad (2)$$

Для этого случая ур-ние было выведено Д. Бернулли (D. Bernoulli) в 1738.

Умножив ур-ние (2) на  $\rho=\text{const}$ , получим, что сумма первых двух членов равна потенциальной энергии жидкости, а 3-й член  $\rho v^2/2$  — *скоростным напором* или динамик. 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 пологости, величины, близкой к давлению насыщенного пара этой жидкости, возникает *кавитация*.

В случае обратимых адиабатных течений совершенного газа с отношением уд. теплоёмкостей  $\epsilon_p/\epsilon_v=\gamma$  имеем  $\rho/\rho_0=\text{const}$  и из ур-ния (1), пренебрегая влиянием сил тяжести, получим:

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = \text{const} \quad (3)$$

или, в силу термодинамич. соотношения  $\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} = c_p T = H$ , где  $T$  — абс. темп-ра,  $H$  — *энтальпия*,

$$H + v^2/2 = H_0. \quad (4)$$

Б. у. для газов в форме (3) и (4) определяет параметры изотропной турбулентности:  $H_0$ ,  $T_0=H_0/c_p$ ,  $\rho_0$ ,  $v_0$  на каждой линии тока, к-рых газ достигает при  $v=0$ . Ова нав. соотв. полойной аптальной, темп-рой турбулентности, полойм давлением или давлением турбулентности и плотностью турбулентности. Б. у. в форме (4) также выражает закон сохранения энергии для газов. Б. у. используются при измерении скорости с помощью *трубков измерительных* и при др. аэродинамич. измерениях.

В техн. приложениях для осреднённых по поперечному сечению параметров потока применяют т. и. обобщённое Б. у.: сохраняя форму ур-ния (2) — (4), в левую часть исключают работу сил трения (гидравлич. потери) и механич. работу (работу компрессора или турбины) и соответствующим знаком. Обобщённым Б. у. пользуются в *гидравлике* при расчёте течений жидкости и газов в трубопроводах и в машиностроении при расчёте компрессоров, турбин, насосов и др. гидравлич. и газовой машин.

Лит.: Лейбензон Л. Г., Механика жидкости и газа, 3 изд., М., 1978; Абрамович Г. П., Циркуляционная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 2, М., 1984. С. Л. Виноградов.

**БЕСЕЛЯ ФУНКЦИИ** — цилиндрические функции 1-го рода, решения дифференц. ур-ния Бесселя.

**БЕСТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ЗАТУХАНИЕ** волн и плазмы (Landau затухание) — затухание обусловленное взаимодействием резонансных частиц с эл.-магн. волнами, возмущениями и плазме. Волна в плазме затухает по мере распространения, несмотря на отсутствие парных столкновений. Условия резонанса частицы, имеющей скорость  $v$ , с волной частоты  $\omega$  для плазмы без магн. поля есть  $\omega - k v = \omega_{\text{рез}}$  (черенковский резонанс); в магн. поле —  $\omega - k v_{\perp 2} + m \Omega_H$  (диакотронный резонанс), где  $k$  — волновой вектор,  $\Omega_H = e H / m c$  — циклотронная частота частицы сорта  $j$  с массой  $m_j$  и зарядом  $e_j$ ;  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  ось  $z$  направлена вдоль магн. поля  $H$ .

**БЕСТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ** — 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 быстрорастворимого магн. поляем. В космич. условиях образование Б. у. в. происходит, напр., при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферами планет, при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферами пульсаров. Наиб. изученный в космич. плазме объект — ударная волна земной магнитосферы, толщина фронта к-рой на нек. порядков величины меньше длины свободного пробега.

В плазме, но к-рой уже прошла ударная волна, всегда имеются частицы, движущиеся быстрее фронта, к-рые, забегая вперёд в невозмущённую волной плазму, могли бы создать расплывающуюся фронт толщину, сравнимой с длиной свободного пробега. Однако этого не происходит по двум причинам. При наличии магн. поля, параллельного фронту волны или направлению под углом к нему, поле заворачивает частицы, движущиеся поперёк фронта на расстояния 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 коллективный характер, т. е. осуществляется с помощью возбуждаемых неустойчивостей и волн. Если в невозмущённую волной область плазмы проникает 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 перераспределение 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 замороженного 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 альвеоловой скоростью (см. *Альвеоные волны*)  $v_A = H_0/\sqrt{4\pi\rho}$ , где  $\rho$  — плотность. 187

плазмы. Если скорость поршня  $v_0 < v_A$ , то возникшие перед поршнем возмущения постепенно передаются в глубь плазмы в виде магнитозвуковых волн. Однако при  $v_0 > v_A$  магнитозвуковые волны не успевают оторваться от поршня и продвигают дальние области сжатия. Поэтому поршень как бы «всасывает» 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 делает возможным «отрыв» возмущений от поршня.

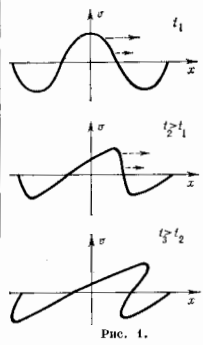


Рис. 1.

что участки волнового профиля с большей амплитудой возмущения, к-рым соответствуют большие 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

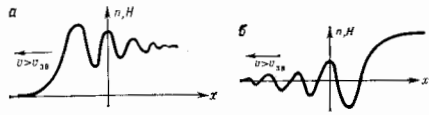


Рис. 2.

ещё до окрокидывания и образования разрыва волна может «растаться» 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-звучковых солитонов в плазме без магн. поля  $l_{дисп}$  есть *дебаевский радиус экранирования*.

Суперпозиция солитонов образует фронт Б. у. в. с осциллирующей структурой. Отд. солитон возникает в пренебрежении диссипацией при наличии только двух факторов — нелинейности и дисперсии. Солитон является обратным движению плазмы — состояние плазмы до и после прохождения волны одно и то же. Необ-

ратимый 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 ламинарном Б. у. в. диссипация обычно обусловлена резонансным поглощением энергии волн частицами (см. *Ландау и Лифшица*). В турбулентном Б. у. в. существенно неустойчивости, развивающиеся на фронте волны, напр. ионно-звучковая неустойчивость, параметрич. неустойчивость регулярных колебаний магн. поля и др. (см. *Неустойчивости плазм*). В любом случае и в результате развития неустойчивости плазма переходит в турбулентное состояние, при к-ром энергии регулярных колебаний за фронтом ударной волны трансформируется в турбулентные пульсации и в тепловую энергию плазмы (см. *Турбулентность плазмы*).

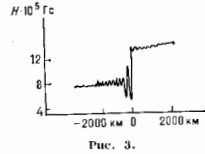


Рис. 3.

(Длина, на к-рой происходит «коллективная» диссипация регулярных колебаний  $l_{дисп}$  определяет размер переходной области в Б. у. в., а размер отд. осциллирующей 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 (гравитационные волны на воде, а в плазме — ионно-звучковые волны и распространяющиеся строго поперек магн. поля магнитозвучковые волны). В этом случае самой 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» магнитозвучковые волны; см. *Волны в плазме*). В этом случае осциллирующий «хвост» находится в передней части фронта ударной волны.

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 микроспектральной ударной волны по данным измерений на борту спутника ИСБЕ в 1977. В соответствии с описанными выше теоретич. моделями осциллирующая структура в этом случае располагается перед фронтом ударной волны.

*Лит.:* Кадомцев Б. В., Карпман В. П., Нелинейные волны, «УФН», 1971, т. 103, с. 193; Ариимович И. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Рабинович М. И., Турбулентность в И. В., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984; В. Д. Шапиро, В. П. Шевченко.

**БЕСФОНОННЫЕ ЛИНИИ** — 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  $\gamma$ -спектрах, наблюдаемых при *Мессбауэра эффекте*.

Относит. интенсивность Б. л. определяется *Дебай-Уоллера фактором*  $\alpha$ :

$$\frac{I_{0\lambda}}{I_{0\lambda} + I_{фк}} = \alpha = e^{-S(T)},$$

где

$$S(T) = \int_0^\infty f(v) \left( \frac{2}{\hbar v / \hbar T} + 1 \right) dv,$$

$I_{\text{БД}}$  и  $I_{\text{ФК}}$  — интенсивности Б. л. и фононного крыла соответственно,  $T$  — абс. темп-ра,  $f(v)$  — т. п. взвешенная плотность фононных состояний частоты  $v$ , представляющая собой произведение плотности фононовых состояний на ф-цию электрон-фононной связи (квадрат смещения положения равновесия кристаллических осцилляторов при электронном переходе в примесном

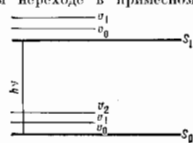
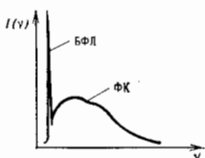


Схема уровней (вверху) и общий вид спектральной плотности (внизу) примесного центра ( $S_0$  и  $S_1$  — основное и возбужденное электронные состояния);  $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2$  — колебл. подуровни примесного центра; ИФД — бесщелевая линия, ФК — фононное крыло. Фононные уровни на рис. не изображены.



центре). Чем сильнее электрон-фононная связь, тем слабее Б. л. Повышение темп-ры приводит к ослаблению Б. л. и «переноске» энергии в фононное крыло (суммарная интенсивность практически не зависит от темп-ры). В области темп-р, отвечающих условию  $\hbar T \gg \hbar \nu_{\text{макс}}$  ( $\nu_{\text{макс}}$  — 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.

При низких темп-рах Б. л. наблюдается в спектрах кристаллов с ионами редкоземельных и переходных элементов, примесных щелочно-галогидных кристаллов, некоторых молекулярных кристаллов с примесными молекулами и др. Широко наблюдаемых Б. л. даже при гелиевых темп-рах обычно на 3 порядка превышает радиационную ширину, что в основном обусловлено неоднородностью кристаллика, матрицы. Методы селективной лазерной спектроскопии позволяют выявить узкие Б. л. (шириной менее  $10^{-3}$  см $^{-1}$ ) в спектрах сложных соединений.

Лит.: Р е б а к и н К. К., Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов, М., 1968; М а р а з у д и н А., Дефекты и колебательный спектр кристаллов, пер. с англ., М., 1968; Ч е р и н Ю. Е., Ц у к е р б е л т В. С., Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов, Изв., 1974; Р е с с о н о в Р. Л., Site selection spectroscopy of Complex Molecules in Solutions and Its Applications, в сб.: Spectroscopy and Excitation Dynamics of Condensed Molecular Systems, pt. 10, ed. by V. M. Agronovich and H. M. Hochstetler, 1982.

**БЕСЩЕЛЕВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ** Р. И. Перцов, с точностью равной нулю шириной запрещенной зоны. В Б. п. две зоны проводимости  $\mathcal{E}_c$  и верхняя валентной зоны  $\mathcal{E}_v$  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 электронно-го газа. Всперые бесщелевое состояние обнаружено в 1957 [1]. Обращение в нуль ширины запрещенной зоны  $\mathcal{E}_g$  может быть обусловлено симметрией кристаллической решетки, а может носить и случайный характер. Это позволяет разделить Б. п. на 2 группы. К 1-й относятся

$\alpha$ -Sn (серое олово),  $\beta$ -HgS, HgSe и PbTe, у которых две зоны проводимости и верхние валентной зоны соответствуют *валовые функции*, принадлежащие одному и тому же неприводимому представлению иррегулярной 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 *твердые растворы*  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ,  $Pb_{1-x}Sn_xSe$ ,  $Bi_{1-x}Sb_x$ , у которых при определен. соотношениях компонент возникает случайное выровнение уровней, соответствующих двум зонам проводимости и верхние валентной зоны. В этих веществах бесщелевое состояние может быть разрушено под действием любого возмущения, в т. ч. такого, которое не изменяет симметрии кристалла.

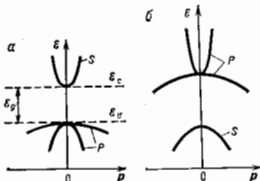
Все известные Б. п. 1-й группы имеют т. п. и в верхней зонную структуру, кривую ирредукции С. Х. Гросс и В. Поль в 1963 год объяснили свойства  $\alpha$ -Sn. Для этой структуры характерно обратное расположение энергии  $s$ - и  $p$ -подобных электронных зон кристалла по сравнению с энергией, структурой таких типичных полупроводников, как Ge и InSb, обладающих той же кубич. симметрией. У InSb зона проводимости, отделенная от валентной зоны запрещенной зоной шириной  $\mathcal{E}_g$ , описывается в окрестности «диа»  $\mathcal{E}_c$  волновыми ф-циями  $S$ -симметрии. Две валентные зоны вблизи своего истока  $\mathcal{E}_v$  описываются волновыми ф-циями  $P$ -симметрии (зоны легких и тяжелых 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  $m_e^*$  в Б. п. заметно меньше эффективных масс дырок  $m_h^*$  ( $m_e^*/m_h^* \approx 10^{-2}$ ). Возникновение ишшерной структуры зон связано с релятивистскими эффектами [1].

Отсутствие щели в электронном спектре Б. п. обуславливает целый ряд их особенностей. Концентрация  $n$  электронов как носителей заряда в чистых нелегированных Б. п. степенным (а не экспоненциальным) образом зависит от темп-ры:

$$n \sim T^{3/2}.$$

Концентрация  $n$  может заметно возрастать при пронумерации через Б. п. электр. тока, что обуславливает нелинейность вольт-амперной характеристики.

Электронные энергетич. спектры  $\mathcal{E}$ -энергия электрона,  $p$  — его квазиимпульс; а — полупроводника InSb с конечной шириной запрещенной зоны  $\mathcal{E}_g$ ; б — бесщелевого полупроводника.



Значит, роль в Б. п. при низких темп-рах играет электр. р-электронное взаимодействие, приводящее, во-первых, к неаналитич. зависимости энергии электронов и дырок от квазиимпульса  $p$  в области  $p \leq \hbar^2 \epsilon_0 / m^* a^2$  ( $a$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость); во-вторых, к сингулярному поведению диэлектрич. проницаемости кристалла как ф-ции  $\mathcal{E}$ , ферми-энергии  $\mathcal{E}_F$ , 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 проводи-

ности с шириной, пропорциональной малому отношению плотности электронных состояний в зонах проводимости и валентной [2]. Доновные же примеси в В. н. с  $m_0^* \ll m_0^*$  таких квазиэвансионных урешей не образуют.

При вложении на Б. п. анизотропных воздействий (одностороннего давления) или квантующего магн. поля в их электронном спектре возникает запрещенная 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 ненаработч. 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 искр. др. кинетич. параметров.

Лит.: 1) Цидальковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; 2) Гельманов В. З., И в а в о д — О м с и й В. И., Цидальковский И. М., Электронный энергетический спектр бесспиновых полупроводников, «УФН», 1976, т. 120, с. 337; 3) Берчяков Н. Н., И в а в о с е л и М. В., Телуриды ртути — полупроводники с нулевой запрещенной зоной, также, 1976, т. 119, с. 223.

С. Д. Бегельский.

**БЕТА-РАСПАД** ядер ( $\beta$ -распад) — один из 3 осн. типов *радиоактивности*. При электронном ( $\beta^-$ ) распаде один из нейтронов ядра превращается в протон с испусканием электрона и электронного антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ :

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z+1, N-1) + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Здесь  $A$  — массовое число,  $Z$  — заряд ядра,  $N$  — число нейтронов. При позитронном ( $\beta^+$ ) распаде один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием позитрона и электронного нейтрино  $\nu_e$ :

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z-1, N+1) + e^+ + \nu_e.$$

С Б.-р. тесно связаны т. н. о б р а т н ы е  $\beta$ -р о ц е с с ы: захват электрона с  $K$ -оболочки атома ( $K$ -захват) или менее вероятный захват с  $L$ - и др. оболочек (*электронный захват*):

$$e^- + A(Z, N) \rightarrow A(Z-1, N+1) + \nu_e,$$

а также о б р а т н ы й  $\beta$ -р а с п а д:

$$\nu_e (\bar{\nu}_e) + A(Z, N) \rightarrow A(Z \pm 1, N \mp 1) + e^- (e^+)$$

(подробнее см. *Нейтрино*).

Б.-р. является проявлением фундаментального *слабого взаимодействия* элементарных частиц. Согласно совр. представлениям, Б.-р. обусловлен превращениями *кварков*: при  $\beta^-$ -распаде один  $d$ -кварков нуклона превращается в  $u$ -кварк, при  $\beta^+$ -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  $m_\nu$ . Всегда, когда энергетически возможен  $\beta^+$ -распад, возможен и электронный захват. В ряде случаев может происходить т. н. *двойной бета-распад*:

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z \pm 2, N \mp 2)$$

с испусканием двух  $\beta$ -частиц и нейтриноной 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  $\beta$ -частиц непрерывен, их кинетич. энергия принимает значения от 0 до нек-рой граничной энергии  $E_0$ , определяемой соотношением

$$E_0/c^2 = M(A, Z) - M(A, Z \pm 1) - m_e - m_\nu,$$

где  $M$  — массы начального и конечного ядер.

Сохранение пространственной чётности при Б.-р. В 1956 Л. Наудай и Ян Чжунюань (США, [4]) предположили, что в слабых взаимодействиях, обуславливающих 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 синая ядра. Внешние такой эксперимент выполнен в 1956 Ву Цаньсюэ с сотрудниками (США) на поляризов. ядрах  $^{60}\text{Co}$ , была обнаружена сильная асимметрия — электроны испускались в направлении, противоположном синому ядру [2].

Нарушение сохранения пространственной чётности в Б.-р. должно приводить также к отклонению от ср. значения продольных поляризацй  $\beta$ -частиц и нейтрино. Эксперименты показали, что при Б.-р. рождаются электроны со спинами, антипараллельными их импульсу (левоинтоновые), и позитроны со спинами, параллельными импульсу (правоинтоновые), причём для большинства  $\beta$ -нереходов степени их поляризацй равны  $\pm 1/c$ . Если  $m_\nu = 0$ , то испускаемые в Б.-р. нейтрино и антинейтрино должны иметь определ. значение проекции синая на направление импульса (*спиральность*), т. е. обладать 100% продольной поляризацией. Оказалось, что при  $\beta^-$ -распаде испускаются левоинтоновые нейтрино, а в  $\beta^+$ -распаде — правоинтоновые, антиинтоновые.

**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

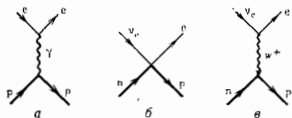


Рис. 1. Схематическое изображение (Фейнмана диаграммы): а — электромагнитного взаимодействия; б —  $\beta$ -распада в теории Ферми; в — в современной теории электро слабого взаимодействия.

контактным (локальным; рис. 1, б). Гамильтонян нуклон-лептоного взаимодействия Ферми имел вид:

$$H_{\beta} = G_{\beta} (\bar{\Psi}_p \gamma_{\mu} \Psi_n) (\bar{\Psi}_e \gamma^{\mu} \Psi_{\nu}). \quad (1)$$

Здесь  $G_{\beta}$  — константа взаимодействия (константа Ферми),  $\Psi$  — 4-компонентные нолновые функции взаимодействующих частиц, удовлетворяющие *Дирака уравнению*,  $\bar{\Psi} = \Psi^{\dagger} \gamma_0$  — сопряжённые волновые функции,  $\gamma^{\mu}$  — дираковские матрицы,  $\mu=0, 1, 2, 3$ ;  $\gamma^0 = \gamma_0$ ;  $\gamma^i = -\gamma_i$  ( $i=1, 2, 3$ ).

В первонач. варианте теории Ферми нуклон-лептоного взаимодействия имело чисто историческую форму. Впоследствии было выяснено, что гамма-квантовая форма взаимодействия может быть комбинацией реалитивистски-инвариантных слагаемых, образованных из скаляра ( $S$ ), псевдоскаляра ( $P$ ), вектора ( $V$ ), аксиального вектора ( $A$ ) и тензора ( $T$ ). Открытие несоразмерности пространственной чётности, исследование корреляций между направлениями вылета  $\beta$ -частиц и нейтрино при Б.-р. ядер  $^{36}\text{Ar}$  и  $^6\text{He}$ , 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 гамильтонян Б.-р., используемый в совр. расчётах, предложен Р. Ф. Фейнманом и М. Гелл-Маном в 1958 [4]. Он имеет вид:

$$H_{\beta} = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}} J^{\mu}(x) L_{\mu}(x) + \text{а. с.} \quad (2)$$

Здесь  $J^\mu$  — нуклонный ток,  $L_\mu$  — лептонный ток (см. Ток в квантовой теории поля),  $x$  — пространственно-временная координата; через  $\sigma$  обозначены эрмитово-сопряжённые члены;  $G_\mu = G_\mu \cos \theta_c$ , где  $G_\mu$  — универсальная константа слабого взаимодействия; множитель  $\cos \theta_c$  отвечает процессам без изменения странности ( $\theta_c$  — т. н. Кабиббо угол). Константа  $G_F = 1,40 \cdot 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup> была найдена экспериментально (см. ниже). Лептонный ток  $L_\mu$  является комбинацией V- и A-слагаемых с равными весами и может быть выражен через волновые функции электрона и нейтрино:

$$L_\mu(x) = \bar{\Psi}_e(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_\nu, \quad (3)$$

где  $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ . Нуклонный ток  $J^\mu$  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 функции нуклонов, однако матричные элементы от  $V^\mu$  и  $A^\mu$  между нуклонными состояниями, к-рые определяют характеристики Б.-р. (см. ниже), могут быть выражены через небольшое число констант связи  $g_V, g_A, g_S, g_P, g_T, g_T', g_T''$ :

$$\langle N' | V^\pm(0) | N \rangle = \bar{U}_{N'} \left[ g_V(q^2) \gamma_\mu + \frac{g_S(q^2)}{2Mc} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + g_S(q^2) q_\mu \right] \tau^\pm U_N, \quad (4)$$

$$\langle N' | A_\mu^\pm(0) | N \rangle = \bar{U}_{N'} \left[ g_A(q^2) \gamma_\mu + g_P(q^2) q_\mu + \frac{g_T(q^2)}{2Mc} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] \gamma_5 \tau^\pm U_N.$$

Здесь  $N, N'$  — исходный и конечный нуклоны;  $U$  — дираковский спинор (решение свободного уравнения Дирака),  $\tau^\pm$  — повышающий и понижающий изоспиновые операторы, переводящие нейтрон в протон и протон в нейтрон (см. *Изотопической 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  $g_V = g_V(0) = 1$ ,  $g_S(q^2) = 0$ ,  $g_P(0) = \mu_p - \mu_n = 3,70$ , где  $\mu_p$  и  $\mu_n$  — аномальные магн. моменты протона и нейтрона в единицах ядерного магнетона (см. *Магнетизм микростат.*). Эксперим. исследования Б.-р. позволили подтвердить гипотезу *векторного тока сохранения* и получить ограничение на константу  $g_T$ , характеризующую т. н. аксиальный ток второго рода:  $|g_T/g_A| \leq 10^{-4}$ .

Выдающиеся при Б.-р. энергии малы по сравнению с  $m_N c^2$  ( $m_N$  — масса нуклона), поэтому можно считать передаваемый 4-импульс  $q_\mu$  равным 0. При этом одно-нуклонный гамма-импульс  $H_B$  примет вид:

$$H_B = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{g_V(1L_0 - \alpha L) - g_A(\gamma_0 L_0 - \sigma L)\} \tau^\pm. \quad (5)$$

Здесь  $g_V$  и  $g_A$  — векторная и аксиальная константы нуклон-лептонного взаимодействия,  $1$  — единичный оператор,  $\alpha = \gamma_0\gamma_5$  — матрица Дирака,  $\sigma = -i\gamma_0\gamma_5$  — синовые матрицы Паули. Т. о., эффективный гамма-импульс 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/c<sup>2</sup> (рис. 1, а). Однако на теории Б.-р. существование этих частиц практически не сказывается из-за малости  $E \leq 10$  МэВ по сравнению с  $m_{W,Z} c^2$ . По этой причине теория электрослабых взаимодействий для Б.-р. сводится к теории Фейнмана — Гелл-Манна.

**Характеристики Б.-р.** Для вычисления наблюдаемых характеристик Б.-р. — периодов полураспада  $T_{1/2}$ , формы  $\beta$ -спектров,  $\beta^\pm$  — v-угловых корреляций и др. необходимо знать амплитуду процесса, определяемую матричным элементом перехода между начальным  $i$  и конечным  $f$  ядерными состояниями:  $M_{fi} = \langle f | H_B | i \rangle$ . В случае Б.-р. нуклона  $M_{fi} = \int \Psi_f^\dagger H_B \Psi_i dV$ . В случае Б.-р. ядра:

$$M_{fi} = \int \Psi_f^\dagger(r_1, \dots, r_A) H_B(r_1, \dots, r_A) \Psi_i(r_1, \dots, r_A) d^3r_1, \dots, d^3r_A,$$

где эффективный гамма-импульс процесса  $H_B$  равен сумме слагаемых, описывающих Б.-р. отдельных, составляющих ядро нуклонов:  $H_B(r_1, \dots, r_A) = \sum_{i=1}^A H_B^i(r_i)$ . Здесь  $r$  — 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  $e^+e^-$  виртуальными мезонами, к-рым 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  $H_B$  становится многочастичным оператором. Вклады

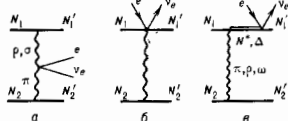


Рис. 2. Примеры вкладов мезонных обменных токов в амплитуду бета-распада: а — рождение лептонной пары при бета-распаде виртуального мезона (напр.,  $\rho$  или  $\sigma$ -мезон в  $\pi$ -мезон),  $N_1$  и  $N_2$  — нуклоны до процесса,  $N_1'$  и  $N_2'$  — после; б — рождение лептонной пары нуклоном при испускании мезона, поглощаемого другим нуклоном ядра; в — виртуальное возбуждение нуклонного резонанса ( $N^*$  или  $\Delta$ ) при обмене мезоном с другим нуклоном и последующий бета-распад резонанса.

мезонных обменных токов в  $\beta$ -спектры и периоды полураспада могут достигать иск. %.

Спектр  $\beta$ -частиц связан с матричным элементом  $M_{fi}$  соотношением:

$$N(E) dE = \frac{G_F^2}{2\pi^2 c^5 \hbar^7} |M_{fi}|^2 pE (E_0 - E)^2 dE. \quad (6)$$

Здесь  $p$  и  $E$  — импульс и энергия испускаемой  $\beta$ -частицы. При выводе (6) предполагалось, что  $m_e \ll 0$  и энергии отдачи конечного ядра пренебрежимо малы по сравнению с  $E_0$ . Если  $M_{fi}$  не зависит от энергии, форма  $\beta$ -спектра определяется только «статистикой» множителем:  $N(E) \sim pE (E_0 - E)^2$ . При расчёте  $M_{fi}$  используется ряд приближений: 1) граничные энергии  $E_0$  относительно малы, вследствие чего длины волны де Бройля испускаемых лептонов велики по сравнению с размерами  $R$  ядра:  $pR/\hbar \ll 1$ ,  $qR/\hbar \ll 1$ , т. е. волновые ф-ции лептонов незначительно меняются внутри ядра; 2) будучи взяты между ядерными состояниями, иск-рые входящие в ф-лу для  $H_B$  операторы имеют матричные элементы порядка 1, тогда как другие имеют матричные элементы порядка  $qR/c$ , где  $qR$  — характерная скорость нуклона в ядре. Для лёгких и средних ядер параметр  $Z^2/\hbar c \ll 1$ . При вычислении  $M_{fi}$  обычно используются разложения по этим малым параметрам.

Волновая ф-ция нейтрона  $\Psi_n$ , входящая в лептонную часть матричного элемента  $L_n(r)$ , описывается плоской волной:  $\Psi_n(r) \approx \exp(-iqr/\hbar) \approx 1 - iqr/\hbar - \dots$ . Т. к.  $qr/\hbar \ll 1$ , то нейтрон ядра ( $r < R$ )  $\Psi_n(r) \approx \text{const}$ , и при интегрировании по объёму ядра нейтринная волновая ф-ция не приводит к зависимости  $M_{ji}$  от  $\epsilon$ .

Если пренебречь взаимодействием испускаемой  $\beta$ -частицы с кулоновскими полями ядра и электронной оболочки атома, то её волновая ф-ция также будет описываться плоской волной:  $\Psi_e(r) = \exp(-ipr/\hbar)$ . Учёт кулоновского взаимодействия приводит к отличию волновой ф-ции  $\beta$ -частицы от плоской волны; в результате волновая ф-ция становится зависящей от энергии  $\epsilon$  даже при  $pR/\hbar \ll 1$ . Влияние кулоновского взаимодействия испускаемых  $\beta$ -частиц на их энергию, спектр учитывается с помощью т. н. кулоновского поправочного фактора, или ф-ции Ферми  $F(Z, \epsilon)$ , к-рая при  $pR/\hbar \ll 1$  определяется как квадрат отношения волновых ф-ций  $\beta$ -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:

$$F(Z, \epsilon) = |\Psi_e(Z)|^2 / |\Psi_e(0)|^2.$$

Приближение, в к-ром учитываются лишь главные нулевые вклады в гамма-функцию  $H_\beta$ , а лептонные волновые ф-ции внутри ядра считаются не зависящими от координат, наз. разрывными. В этом приближении выражение для спектра  $\beta$ -частиц принимает вид:

$$N(\epsilon) d\epsilon = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} G_\beta^2 F(Z, \epsilon) \left\{ g_V^2 \left| \int \psi^2 \right| + g_A^2 \left| \int \sigma^2 \right| \right\} \times \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon. \quad (7)$$

Здесь энергия выражена в единицах  $m_e c^2$  ( $m_e$  — масса электрона);

$$\int \psi^2 = \langle I | \sum_{i=1}^Z \tau_z^{(i)} | I \rangle, \quad (8)$$

$$\int \sigma^2 = \langle I | \sum_{i=1}^Z \sigma^{(i)} \tau_z^{(i)} | I \rangle.$$

Кулоновское поле ядра увеличивает вероятность испускания электронов и уменьшает вероятность испускания позитронов в области низких энергий. Кроме того, при учёте кулоновского фактора  $F(Z, \epsilon)$  вероятность испускания электрона при Б.-р. на инж.

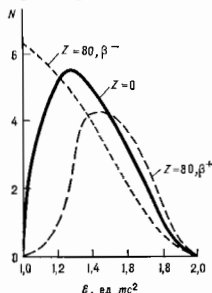


Рис. 2. Энергетические спектры разрешённых  $\beta^+$ -переходов с кулоновской поправкой для  $Z=80$  и  $Z=0$  для  $\epsilon_0 \approx 1$  МэВ; в случае  $Z=0$   $\beta^-$  и  $\beta^+$ -спектры совпадают. По оси абсцисс отложена полная энергия  $\epsilon$  электрона.

графике  $\beta$ -спектра не обращается в нуль, а стремится к конечному значению (рис. 3). Влияние кулоновского фактора на  $\beta$ -спектры и вероятность Б.-р. возрастают с увеличением  $Z$  и уменьшением  $\epsilon_0$ . При расчёте  $F(Z, \epsilon)$  необходимо учитывать также экранирование заряда ядра атомными электронами (особенно важно в случае  $\beta^+$ -распада) [9].

Полная вероятность  $W$  Б.-р. в единицу времени может быть получена интегрированием  $N(\epsilon)$  по энергии:

$$W = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} G_\beta^2 \left\{ g_V^2 \left| \int \psi^2 \right| + g_A^2 \left| \int \sigma^2 \right| \right\} f; \quad (9a)$$

$$f = \int_1^{\epsilon_0} F(Z, \epsilon) \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon. \quad (9b)$$

Если пренебречь взаимодействием испускаемой  $\beta$ -частицы с кулоновским полем атома, то:

$$f|_{Z=0} = \int_1^{\epsilon_0} \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1} (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon = \sqrt{\epsilon^2 - 1} \left[ \frac{\epsilon_0^3}{30} - \frac{3\epsilon_0^2}{20} - \frac{2}{15} \right] + \frac{\epsilon_0}{4} \ln(\epsilon_0 + \sqrt{\epsilon_0^2 - 1}).$$

В общем случае  $f$  вычисляется с помощью табулированных значений  $F(Z, \epsilon)$ .

Т. к. период полураспада  $T_{1/2}$  связан с вероятностью Б.-р.  $W$  соотношением  $W = \ln 2 / T_{1/2}$ , то

$$f T_{1/2} = k \left\{ g_V^2 \left| \int \psi^2 \right| + g_A^2 \left| \int \sigma^2 \right| \right\}, \quad (11)$$

$$k = 2\pi^3 \ln 2 \hbar^7 / m_e^5 c^4 G_\beta^2 = G_\beta^{-2} \cdot 12306 \text{ с.}$$

В иранской работе последнего десятилетия  $G_\beta$  в единицах  $10^{-49}$  эрг-см<sup>3</sup>. Величина  $f T_{1/2}$ , называемая в сравнит. периоде подураспада, играет существенную роль в классификации  $\beta$ -переходов. Функция  $f$  учитывает зависимость вероятности Б.-р. от  $\epsilon_0$  и кулоновских эффектов; поэтому  $f T_{1/2}$ , в отличие от  $T_{1/2}$ , зависит только от  $M_{ji}$ .

**Классификация  $\beta$ -переходов. Правила отбора.** Б.-р. характеризуется широким диапазоном изменения периода полураспада  $T_{1/2}$  — от  $10^{-2}$  с до  $10^{10}$  лет. Такая большая вариация величин  $T_{1/2}$  объясняется 2 осн. причинами: 1) период полураспада сильно зависит от  $\epsilon_0$  (при  $\epsilon_0 \gg m_e c^2$ ,  $W \sim \epsilon_0^5$ ), а  $\epsilon_0$  изменяется в широких пределах от 2,64 кэВ для перехода  $^{187}\text{Be} \rightarrow ^{187}\text{Os}$  до 13,43 МэВ для  $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$ ; 2) в зависимости от спинового и чётности начального и конечного ядерных состояний вклад в амплитуду процесса дают разл. слабые 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 внутренней области, а следовательно, и интеграл перекрытия волновых ф-ций, определяющий  $M_{ji}$ . В соответствии с этим все  $\beta$ -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. ф е р м и е с к и м и. Если же векторное изменение спина ядра (суммарный спин, уносимый лептонной парой) равно 1, переходы наз. г а м о в т е л л е р о в с к и м и. Чётность ядерных состояний в разрешённых  $\beta$ -переходах не меняется. Т. о., отбора правила, ограничивающие изменение полного момента  $I$  и чётности  $\pi$  ядра, в случае разрешённых переходов фермиевского типа имеют вид:

$$\Delta I = |I_f - I_i| = 0; \Delta \pi = \pi_f \pi_i = +1.$$

Для гамов-теллеровских переходов правила отбора имеют вид:  $\Delta I = 1$ ,  $\Delta \pi = +1$ .

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 ( $\int \psi^2 \sim 1$ ,  $\int \sigma^2 \sim 1$ ),

а величины  $fT_{1/2}$  принимают миним. значения. К сверхразрешённым переходам относятся, в частности, переходы между состояниями, принадлежащими одному и тому же изомультивлету (т. е. между *аналоговыми состояниями* ядер). Для сверхразрешённых  $\beta^+$ -переходов  $\int 1$  может быть вычислен точно, т. к.  $\sum_{i=1}^A T_{\pm}^i = T_{\pm}$ , где  $T$  — изотонич. сипп 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  $\beta$ -переход происходит между чистыми изоспиновыми состояниями; учёт мезонных обменных токов не меняет этого результата, что обусловлено сохранением изоспина). В случае сверхразрешённых переходов  $0^+ \rightarrow 0^+$  между соседними членами изомультивлета  $\int \sigma = 0$  и, при  $T = 1$ ,  $\int 1 = \sqrt{2}$ . Для таких сверхразрешённых переходов величины  $fT_{1/2}$

частное и конечное ядерные состояния являются чистыми изоспиновыми состояниями, принадлежащими разным изомультивлетам,  $\int 1 = 0$  и вероятность перехода  $W = 0$ . Однако кулоновское взаимодействие в ядрах нарушает изотонич. 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  $\gamma_5$ ,  $\alpha$  в эффективном гамильтониане  $H_{\beta}$ . Запрещённые переходы классифицируют по степени малости матричного элемента. К переходам 1-го поряд-

Табл. 1. — Характеристики некоторых сверхразрешённых  $\beta$ -переходов

Переход	$T_{\pm}^i \rightarrow T_{\pm}^j f$	$T_{1/2}$	$E_0$ , кэВ	$fT_{1/2}$ , с
$n \rightarrow p$	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$11,7 \pm 0,3$ мкс	$782 \pm 1$	$1187 \pm 35$
${}^2\text{H} \rightarrow {}^2\text{He}$	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$3,87 \cdot 10^8$ с	$18,65 \pm 0,2$	$1132 \pm 40$
${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$	$0^+ \rightarrow 1^+$	$0,813 \pm 0,7$ с	$3500 \pm 2,0$	$808 \pm 32$
${}^{15}\text{F} \rightarrow {}^{15}\text{O}$	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$66,0 \pm 0,5$ с	$1748 \pm 6$	$2380 \pm 40$
${}^{36}\text{Cl} \rightarrow {}^{36}\text{Ar}$	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$1,804 \pm 0,21$ с	$4948 \pm 30$	$5680 \pm 400$
${}^{14}\text{O} \rightarrow {}^{14}\text{N}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$71,36 \pm 0,09$ с	$1012,6 \pm 1,4$	$3066 \pm 10$
${}^{34}\text{Cl} \rightarrow {}^{34}\text{S}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$1,565 \pm 0,007$ с	$4460 \pm 4,5$	$3055 \pm 20$
${}^{42}\text{Sc} \rightarrow {}^{42}\text{Ca}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$0,6830 \pm 0,0015$ с	$5409 \pm 2,3$	$3077 \pm 9$
${}^{48}\text{V} \rightarrow {}^{48}\text{Ti}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$0,4259 \pm 0,0008$ с	$6632,1 \pm 2,2$	$3088 \pm 8$
${}^{55}\text{Mn} \rightarrow {}^{55}\text{Cr}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	$0,2857 \pm 0,0006$ с	$6609,0 \pm 2,6$	$3082 \pm 9$

должны быть одинаковыми, что хорошо согласуется с эксперим. данными (табл. 1). Соотношение (11) позволяет определить величину  $G_{\beta}$  по измеренным значениям  $fT_{1/2}$  для  $0^+ \rightarrow 0^+$  переходов (с учётом эл.-магн. радиан. поправки):  $G_{\beta} = (1,4057 \pm 0,0016 \pm 0,0007) \cdot 10^{-49}$  эрг-см<sup>3</sup>.

Гамма-тепловоские переходы  $0^+ \rightarrow 1^+$  характеризуются единств. матричным элементом  $\int \alpha \neq 0$  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  $\beta$ -распаду нейтрона.

Затруднённые переходы 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  $0^+ \rightarrow 0^+$  между состояниями, принадлежащими разным изоспиновым мультивлетам. Такие переходы удовлетворяют правилам отбора фермиевского типа  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta \pi = +1$  и они являются единств. матричным элементом  $\int 1$ . Если на-

ка запрета относятся переходы, описываемые матричными элементами

$$\int \alpha, \int \mathbf{r}, \int \gamma_5, \int [\sigma \mathbf{r}], \int (\sigma \mathbf{r}) \text{ и } \int B_{ij},$$

где

$$\int \alpha = \langle f | \sum_{a=1}^A \alpha^a \tau_{\pm}^a | i \rangle; \int \mathbf{r} = \langle f | \sum_{a=1}^A \mathbf{r}^a \tau_{\pm}^a | i \rangle \text{ и т. д.,}$$

$$B_{ij} = \sigma_i \sigma_j - \sigma_i \sigma_j - \frac{2}{3} (\sigma \mathbf{r}) \sigma_{ij};$$

$i, j = 1, 2, 3$ ;  $x_i$  — компонента вектора  $\mathbf{r}$ . Первые 2 матричных элемента обусловлены векторным током, остальные — аксиальными. Матричные элементы, содержащие величину  $\mathbf{r}$ , возникают в том случае, когда лептонная пара уносит орбитальный момент 1. Правила отбора для матричных элементов  $\int \gamma_5, \int (\sigma \mathbf{r})$  имеют вид:  $\Delta L = 0, \Delta \pi = -1$ . Для  $\int \alpha, \int \mathbf{r}$  и  $\int [\sigma \mathbf{r}]$  правила отбора:  $\Delta L \Delta \pi = 1^-, 0^-$  (переходы  $0^+ \rightarrow 0^+$  запрещены).

Переходы, описываемые матричным элементом  $\int B_{ij}$ , наз. уникальными переходами первого запрета. В таких переходах лептонная пара уносит полный момент 2, т. е. правила отбора имеют вид:



$\Delta I \Delta \pi = 2-, 1-, 0-$  (запрещены переходы  $0 \rightarrow 0, 0 \rightarrow 1, 1/2 \rightarrow 1/2$ ). Матричные элементы  $\int \gamma_5$  и  $\int \alpha$  имеют порядок малости  $(v_N/c)$ . Для матричных элементов, содержащих величину  $r$ , естественно ожидать малости порядка  $pR/\hbar \ll \epsilon_0 n R/\hbar c$ . Однако это справедливо только для уникальных переходов. Для остальных матричных элементов в случае, когда заряд ядра  $Z$  удовлетворяет условию  $\xi = (Ze^2/R\epsilon_0) \gg 1$ , 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  $\beta$ -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  $\beta$ -переходах  $n$ -го порядка запрета:  $\Delta \pi = (-1)^n$ ,  $\Delta l \leq n$  для обычных переходов и  $\leq n+1$  для уникальных переходов.

С ростом  $n$  и уменьшением матричных элементов величина  $fT_{1/2}$  возрастает. Хотя диапазон изменений уже, чем для  $T_{1/2}$ , он всё же очень велик; поэтому принято характеризовать  $\beta$ -переходы величиной  $\lg fT_{1/2}$  (табл. 2).

В сочетании с правилами отбора анализа 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  $\beta$ -переходов, то они содержат информацию о ядерной структуре.

Табл. 2. — Правила отбора для  $\beta$ -переходов различных типов

Тип перехода	Правила отбора	$\lg fT_{1/2}$	$\lg nT_{1/2}$
Разрешённые	связанные $\Delta l = 0, 1$	$3.5 \pm 0.2$	
	звучающие $\Delta l = 1$	$5.7 \pm 1.1$	
Запрещённые	первого запрета $\Delta l = 1, 0, \Delta \pi = -1$	$7.5 \pm 1.5$	
	уникальные первого запрета $\Delta l = 2, \Delta \pi = -1$		$8.5 \pm 0.7$
	второго запрета $\Delta l = 2, \Delta \pi = +1$	$12.1 \pm 1.0$	
	уникальные второго запрета $\Delta l = 3, \Delta \pi = +1$		$11.7 \pm 0.9$
третьего запрета $\Delta l = 3, \Delta \pi = -1$	$18.2 \pm 0.6$		
уникальные третьего запрета $\Delta l = 4, \Delta \pi = -1$			$15.2$ (**К)
четвёртого запрета $\Delta l = 5, \Delta \pi = +1$		$22.7$ (**+N)	

$\beta$ -спектры экспериментально исследуются, как правило, с помощью *бета-спектрометра*. В случае разрешённых переходов  $\beta$ -спектры описываются выражением:

$$N(\epsilon) d\epsilon \sim F(Z, \epsilon) p\epsilon (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon. \quad (12)$$

Для исследования  $\beta$ -спектров удобно пользоваться т. и. графиками Кюри, к-рые изображают зависимость величины  $K := [N(\epsilon)/F(Z, \epsilon)] p\epsilon^{1/2}$  от  $\epsilon$ . Для разрешённых переходов график Кюри имеет вид отрезка прямой, пересекающей ось абсцисс в точке  $\epsilon = \epsilon_0$  (рис. 4). Отличие перехода от разрешённого приводит к нарушению линейности. Бета-спектры запрещённых переходов могут значительно отличаться от разрешённых спектров из-за наличия зависимостей от энергии членов в матричном элементе. Этот эффект обычно учитывается введением в правую часть выражения (12) зависящего от энергии множителя  $S(\epsilon)$  (т. е. спек-

трального ф-м фактора). Для уникальных переходов 1-го запрета (в пренебрежении кулоновскими эффектами):

$$S \sim ((\epsilon^2 - m_e c^2)^2 + (\epsilon_0 - \epsilon)^2). \quad (13)$$

Уникальные переходы  $n$ -го запрета часто характеризуют не величинами  $fT_{1/2}$ , а  $f_n T_{1/2}$ , где  $f_n$  определяется  $\beta$ -ф-й виде (9б), в интегральном выражении

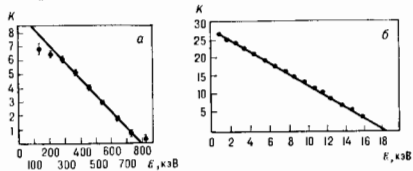


Рис. 4. Графики Кюри  $\beta$ -спектров нейтрона (а), трития (б) и  $^3\text{He}$  (в).

к-рой введён спектральный ф-м фактор  $S_n(\epsilon)$  (табл. 2).

Энергетик спектры обычных (не уникальных) переходов 1-го запрета, как правило, близки к разрешённым. Матричные элементы  $\int \gamma_5$  и  $\int \alpha$  практически не содержат зависимости от энергии лептонов; для матричных элементов  $\int r$ ,  $\int (\sigma r)$  и  $\int [\sigma r]$  в случае  $\xi \gg 1$  из-за кулоновских эффектов спектральных ф-м факторов не зависит от энергии. Исключения составляют икряные  $\beta$ -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 существен. роль. Такая ситуация реализуется, напр., в случае  $\beta$ -распада  $^{210}\text{Bi}$  (RaE, рис. 5).

Во многих случаях Б.-р. происходит не в одно к.-л. состояние дочернего ядра, а в два или неск. состояний; при этом экспериментально наблюдаемый  $\beta$ -спектр складывается из двух или неск. парциальных спектров с разл. значениями граничных энергий. Такие  $\beta$ -спектры наз. сложными. Исследование  $\beta$ -спектров вблизи  $\epsilon_0$  позволяет получить информацию о  $m_\nu$ . Если  $m_\nu \neq 0$ , то спектр разрешённых переходов должен отличаться от (12) и даётся ф-лой:

$$N(\epsilon) d\epsilon \sim F(Z\epsilon) p\epsilon (\epsilon_0 - \epsilon) [(\epsilon_0 - \epsilon)^2 - (m_\nu c^2)^2]^{1/2}, \quad (14)$$

Рис. 5. Графики Кюри для  $\beta$ -распада RaE.

из к-рой следует, что форма спектра вблизи  $\epsilon_0$  существенно зависит от  $m_\nu$ . Отличие  $m_\nu$  от 0 приводит к отклонению графика Кюри в области  $\epsilon_0$  от линейности. Для определения  $m_\nu$  необходимо сравнить график Кюри с расчётами при разных значениях  $m_\nu$  зависимостями  $K(\epsilon)$ . Исследования  $\beta$ -спектра  $^{211}\text{Bi}$  ( $\epsilon_0 = 18.61$  кэВ) дали  $m_\nu < 35$  эВ/с. Результаты, полу-

чения при изучении  $\beta$ -спектра  ${}^9\text{Li}$ :  $14 \text{ эВ} < m_V < 46 \text{ эВ}$ , нуждаются в дальнейшем подтверждении.

$\beta$ - $\gamma$  угловые корреляции при Б.-р. в разрешённых переходах угловая корреляция определяется соотношением:

$$W(\theta_{e\gamma}) = 1 + B \left( \frac{v}{c} \right) \cos \theta_{e\gamma}.$$

Для чисто фермиевских ( $0^+ \rightarrow 0^+$ ) или чисто гамон-теллеровских ( $0^+ \rightarrow 1^+$ ) переходов величина  $B$  зависит только от типа взаимодействия: в случае  $0^+ \rightarrow 0^+$  переходов  $B = +1$  для  $V$ -варианта взаимодействия и  $B = -1$  для  $S$ -варианта; и в случае  $0^+ \rightarrow 1^+$  переходов  $B = -1/3$  и  $+1/3$  для  $A$ - и  $T$ -вариантов. В отличие от  $\beta$ -распада нейтрона, к-рый не является ни чисто фермиевским, ни чисто гамон-теллеровским переходом ( $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$ ), Б.-р. ядер даёт возможность получить прямую информацию о типе слабого взаимодействия.

Исследования  $\beta$ - $\gamma$  корреляции сложны из-за невозможности регистрации нейтрино. Вместо них изучают корреляции  $\beta$ -частица-ядро отдачи. Обычно исследуются энергетик. спектр ядер отдачи, форма к-рого зависит от  $B$ . Напр., для  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$  ( $0^+ \rightarrow 1^+$ ) ядерным значением  $B = -0,334 \pm 0,003$ , что позволило сделать вывод о том, что гамон-теллеровские переходы обусловлены  $A$ -взаимодействием.

Величину  $B$  для фермиевских переходов удалось определить в переходе  ${}^{35}\text{Ag} \rightarrow {}^{35}\text{Cl}$  ( $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$ ), для к-рого гамон-теллеровский матричный элемент мал:  $\rho \approx 0$ . Полученное значение  $B = 0,97 \pm 0,14$  означает, что фермиевские переходы обусловлены  $V$ -взаимодействием. Исследования  $\beta$ - $\gamma$  корреляций и формы  $\beta$ -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) Египтц И. Р., Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen, «Z. Physik», 1934, Bd 88, S. 161; 4) Ферми Э. Р., Gell-Mann M., Theory of the Fermi interaction, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, p. 193; 5) Вуд Ч. С., Мошковиц И. В. С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; 6) Гапов Ю. В., Полный опыт в  $\beta$ -распаде, «УФН», 1970, т. 102, с. 211; 7) Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 4, М., 1969; 8) Пилин С. И. Р., Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро, пер. с англ., М., 1976; 9) Дженсен Б. С., Зырицко А. П., Влияние электрического поля атома на бета-распад, М., — 21, 1966. Е. Х. Алмедов.

**БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА** — спонтанное превращение свободного нейтрона в протон, электрон и антинейтрино, вызываемое слабым взаимодействием:  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ .

Период полураспада свободного нейтрона. Впервые экспериментально обнаружили Б.-р. и. и получили оценки периода его полураспада  $T_{1/2}$  почти одновременно (1948—50) и независимо друг от друга А. Снелл (А. П. Snell) (Ок-Ридж, США), Г. Робсон (J. Robson) (Чох-Ривер, Канада) и И. Е. Сливак (ИАЭ). Всего выдано  $>15$  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 Сливака (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 распада (Сливак, Бирн), диапазон энергий к-рых  $0$ — $800$  эВ. В работе Сливака они регистрировались спец. низковольтным пропорциональным счётчиком, на входное окошко к-рого протоны попадали, пройдя через

ограничит. диафрагмы и ускорившись до энергии  $25$  кэВ и сферич. фокусирующем поле (рис. 1). Число нейтронов в области распада определялось по абс. активности  $A_0$ , облучённого в том же месте нейтронного пучка.

Энергетик. спектр электронов был измерен в работах Робсона и Кристенсена (1972). За исключением

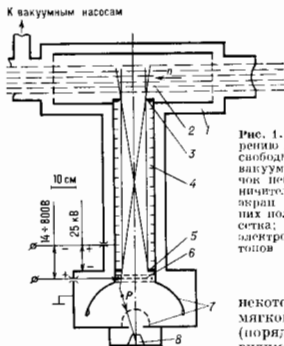


Рис. 1. Схема опыта по измерению периода полураспада свободного нейтрона: 1 — вакуумный насос; 2 — пучок нейтронов; 3 — ограничительные диафрагмы; 4 — область (экранированная внешними полями); 5 — тепловая сетка; 6 — фокусирующие электроды; 7 — детектор протонов (пропорциональный счётчик).

некоторых отклонений в мягкой области энергий (порядка  $250$  кэВ, по видимому, обусловленных ошибками измерения) в целом  $\beta$ -спектр хорошо согласуется с формулой Ферми для разрешённых  $\beta$ -переходов (см. *Бета-распад* ниже):

$$N(\epsilon) = (\epsilon_0 - \epsilon)^2 (\epsilon - 1) \sqrt{\epsilon^2 - 2\epsilon}. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon$  — энергия электрона,  $\epsilon_0$  — граничная энергия спектра (рис. 2). Эксперимент даёт  $\epsilon_0 \approx 782 \pm 13$  кэВ, что находится в согласии с теоретич. значением, к-рое следует из данных о массах нейтрона, атома водорода:  $\epsilon_{0\text{теор}} = 782,318 \pm 0,017$  кэВ.

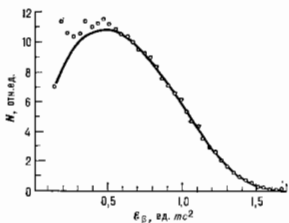


Рис. 2. Бета-спектр распада свободного нейтрона; сплошная линия — теоретическая кривая; кружки соответствуют экспериментальным измерениям с учётом энергии и спектра разрешённых спектров.

Угловые корреляции продуктов распада. Изменялись 3 части, образующихся при Б.-р. и., связаны друг с другом законом сохранения, и потому с учётом закона распадающегося нейтрона теоретически возможны только 4 независимые угловые корреляции. Вероятность распада свободного нейтрона в единицу времени может быть записана в виде:

$$W(\epsilon, p_e, p_{\bar{\nu}}) = F(\epsilon) \left\{ 1 + a \frac{v}{c} (p_e p_{\bar{\nu}}) + A \frac{v}{c} (\sigma, p_e) + B (\sigma p_{\bar{\nu}}) + D \frac{v}{c} \sigma [p_e p_{\bar{\nu}}] \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $F(\epsilon)$  — форма  $\beta$ -спектра,  $v$  — скорость электрона,  $p_e, p_{\bar{\nu}}$  — единичные векторы направления вылета электрона и антинейтрона,  $a$  — константа связи между направлениями вылета антинейтрона и электро-

на;  $A$  характеризует связь между направлением вылета электрона ( $p_e$ ) и направлением спина распадающегося нейтрона ( $\sigma$ );  $B$  характеризует связь между направлением вылета антинейтрона ( $p_{\bar{\nu}}$ ) и спином нейтрона ( $\sigma$ );  $D$  характеризует корреляцию между направлением спина  $\sigma$  и нормалью к плоскости разлета частиц.

Корреляции ( $\sigma p_e$ ) и ( $\sigma p_{\bar{\nu}}$ ) являются пространственно-нечётными, т. е. меняют знак при зеркальном отражении системы координат. Тройная корреляция  $\sigma(p_e p_{\bar{\nu}})$  — пространственно-чётная, но является нечётной по отношению к инверсии времени ( $T$  нечётна).

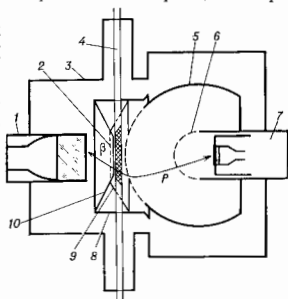
**Распад нейтрона и константы слабого взаимодействия.** Согласно теории, представленной, осн. вклад в  $\beta$ -р. и. должны давать векторные ( $V$ ) и аксиально-векторные ( $A$ ) взаимодействия ( $V-A$ -вариант с безмассовым продольным антинейтрино или (возможно) с почти продольным антинейтрино, обладающим 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  $A, B, D$ . В случае  $\beta$ -р. и. интерпретации экспериментальных данных свободна от неопределённостей, порождённых неизвестными деталями структуры ядер.

Предельные исследования корреляции антинейтрона — электрон, проведенные в Австрии, исследоват. центре в Зайбердорфе (1975—78), дали значение  $a = -0,1017 \pm 0,0051$ . При этом измерился спектр протонов распада, достигавших 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  $10^{10}$  нейт/с). Наиб. проста схема измерения константы  $A$ . Из активной области пучка полноразв. нейтронов регистрируются электроны, летящие в перекрестковом угле, при 2 направлениях поляризации нейтрона — параллельно и антипараллельно оси регистрации электронов, сравнивая скорости счёта  $\dot{N}$  и  $\dot{N}'$  в этих условиях, получают т. я. величину асимметрии:

$$x = \frac{\dot{N} - \dot{N}'}{\dot{N} + \dot{N}'} \approx K \left( \frac{v}{c} \right) \cos \theta, \quad (3)$$

где  $v/c$  — усреднено по регистрируемой части спектра,  $\theta$  — угол между направлением поляризации нейтрона и направлением вылета электрона.

Рис. 3. Схема опыта по измерению электрон-спиновой корреляции: 1 — детектор электронов (сцинтилляционный кристалл с ФЭУ); 2 — сетка; 3 — вакуумная камера; 4 — пучок поляризованных нейтронов; 5 — сферический азистрифт (+23 кВ); 6 — экран; 7 — экран сферической сетки; 8 — детектор протонов (Сд и ФЭУ); 9 — компенсирующая сетка; 10 — диафрагма, выдвигавшая рабочую область нейтронного пучка.



нов и импульсом регистрируемого электрона,  $K$  — коэф. поляризации нейтронного пучка.

В действительности картина усложнена наличием фона от электронов, не связанных с распадом нейтро-

на. Это вынуждает включать детектор электронов по совпадению с детектором протонов распада. При этом, однако, в асимметрию может внести заметный вклад угловая корреляция антинейтрона — спин,  $k$ -р. я в 10 раз сильнее измеряемой. В работах ИАЭ установка конструировалась так, чтобы обеспечить собрание всех протонов, образовавшихся при  $\beta$ -р. и., что исключало влияние корреляции антинейтрона — спин (рис. 3). Результат этих работ:  $A = -0,114 \pm 0,005$ . Аналогичные исследования, проведенные в Аргонской лаборатории (США), дали:  $A = -0,113 \pm 0,006$ .

Для константы  $B$  получены значения:  $B = -1,01 \pm 0,05$  (США) и  $B = +0,955 \pm 0,035$  (СССР). Корреляция  $\sigma(p_e p_{\bar{\nu}})$  — объект вопроса нарушения  $T$ -чётности в слабых взаимодействиях. Всего выполнено 6 измерений константы  $D$ . Наиб. точные дали:  $D = -1,0022 \pm 0,0030$  (СССР) и  $D = -0,0014 \pm 0,0017$  (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  $1 | A - B + a$ ,  $k$ -кому должны удовлетворить данные в случае чистого  $V-A$ -варианта. Однако имеющиеся данные пока ещё не исключают (в пределах ошибок измерений) наличия в гамма-области 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	$\lambda$
1. Измерение $T_{1/2}$	К. Кригенов и др. (РИБСГО, Дания)	1972	$1,244 \pm 0,011$
2. »	П. В. Сивков и др. (ИАЭ, СССР)	1978	$1,274 \pm 0,008$
3. »	Г. Вйри и др. (Франция)	1980	$1,230 \pm 0,013$
4. Измерения констант $A$	Р. Броумеский и др. (Зайбердорф, Австрия)	1978	$0,017$
5. »	V. Крон, Д.В. Ринго (Аргонн, США)	1975	$-1,254 \pm 0,016$
6. »	Б. Г. Ершовский и др. (ИАЭ, СССР)	1978	$-1,257 \pm 0,013$

В рамках  $V-A$ -теории данные экспериментов по  $\beta$ -р. и. дают возможность определить относит. вклады векторного и аксиально-векторного членов в гамма-области слабых взаимодействий. Константа  $\lambda = G_A/G_V$  является фундаментальной величиной. Она может быть вычислена из данных о коэф.  $A, B$  и значения периода полураспада нейтрона. В табл. приведены значения  $\lambda$ , соответствующие наиб. точным измерениям  $T_{1/2}$  нейтрона и констант  $A$  и  $B$  (константа  $B$  известна с недостаточной точностью).

Отсутствие  $T$ -нечётной корреляции ( $D=0$ ) в пределах погрешности измерения может быть также записано в форме, отражающей свойства константы  $\lambda$ . Если константу  $\lambda$  записать в виде комплексного числа  $\lambda = |\lambda| e^{i\theta}$ , то чистому  $V-A$ -варианту соответствует фазовый угол  $\theta = 180^\circ$ . Несохрание  $T$ -чётности означало бы отклонение этого угла от  $180^\circ$ . Результаты приведенные выше измерений  $\lambda$ , полученных в ИАЭ и в Гренобле, соответствуют след. значениям угла  $\theta$ :  $\theta = 179,71^\circ \pm 0,39$ ;  $\theta = 180^\circ, 14 \pm 0,22$ .

Лит.: 1) Ву П. С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; 2) Алексеев Ю. А., Фундаментальные свойства нейтрона, 2-е изд., М., 1982; 3) Ершовский В. Г., Бета-распад нейтрона, УФФИ, 1975, т. 116, с. 145.

Б. Г. Ершовский, БЕТА-СПЕКТРОМЕТР магнитный — прибор для измерения энергетик. спектра электронов и позитронов, в частности  $\beta$ -частиц, с помощью магн. поля. Принцип

действия Б.с. состоит в пространственном разделении траекторий заряд. частиц в магн. поле в зависимости от их импульсов. На заряд, движущийся в магн. поле  $H$ , действует Лоренца сила. Составляющая  $p_{\perp}$  импульса  $p$  частицы, перпендикулярная  $B$ , и радиус кривизны  $\rho$  её траектории связаны соотношением:

$$p_{\perp} = H\rho e/c, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона (в CGSE). Из ф-лы (1) видно, что магн. поле пропорционально же энергии электрона, а его импульсу. Переход от импульса электрона к его энергии  $\mathcal{E}$  производится по ф-ле:  $\mathcal{E} = \sqrt{c^2 B^2 \rho^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2$  ( $m_0$  — масса покоя электрона).

Магн. поле, обладающая спектральной чувствительностью, обладает и фокусирующими свойствами, т. е. обеспечивает собиране частиц с одинаковыми импульсами, вылетающих из источника по разным направлениям. Электроны, вылетающие из источника, движутся в вакуумной камере, помещённой в магн. поле,

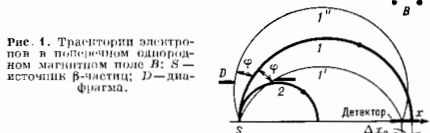


Рис. 1. Траектории электронов в плоском однородном магнитном поле  $B$ ;  $S$  — источник  $\beta$ -частиц;  $D$  — диафрагма.

и, пройдя через диафрагму, регистрируются детектором. В бета-спектрографах магн. поле неизменно, и энергия частиц определяется по координатам  $x$  точки их регистрации в противоблоном детекторе (обычно *дверные фотографические эмульсии*, рис. 1). В Б.с. изменяется величина магн. поля (без нарушения его конфигурации), детектор же имеет узкую входную щель, позволяющую регистрировать частицы определенной энергии.

**Основные характеристики Б.с.** Энергетич. разрешение  $R = \Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = \Delta\rho/\rho$ , где величина  $\Delta\mathcal{E}$  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 противоблоное «изображение» источника. Форма распределения интенсивности «изображения» обычно близка к трапеции с основанием  $\Delta x_0$ . Принимают, что разрешениями являются длины, разделённые интервалом  $\Delta x_p = \Delta x_0/2$ . С разрешением связана дисперсия и  $D$ ,

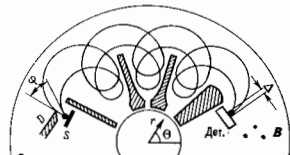


Рис. 2. а — схематическое изображение трохондального бета-спектрометра;  $S$  — источник;  $Дет.$  — детектор;  $D$  — диафрагма. Трохондальные траектории вылетающих в угол  $\phi$  собираются в пятно  $\Delta$ ; б — неоднородное магнитное поле спадает с расстоянием  $r$  по закону  $B \sim 1/r^2$ .

к-ран характеризует смещение  $\Delta x$  положения электронной линии при малом изменении энергии частиц:

$$D = \frac{dx}{d(\ln \mathcal{E})} = \frac{dx}{d\mathcal{E}/\mathcal{E}}. \quad \text{Отсюда } R = \Delta x_p/D.$$

Светосилой  $I$  наз. доля электронов, вылетающих из моноэнергетич. источника, регистрируемых детектором:  $I = \Omega\mathcal{E}/4\pi$ , где  $\Omega$  — телесный угол, в к-ром

вылетевшие из источника электроны достигают детектора, а  $\epsilon$  — эффективность детектора (в %). Светимость  $L = \int_S IdS$ , где  $dS$  — элемент площади  $S$  поверхности источника. Обычно  $I$  мало изменяется вдоль поверхности, поэтому  $L \approx IS$ . Стремление к высокому разрешению приводит к ограничениям светосилой и светности, 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  $B$ ; Б.с. с продольным полем («витовые»), где частицы движутся по витковым траекториям, ось к-рых параллельна  $B$ .

**Б.с. с полукруглой фокусирующей.** В 1912 Л. Даяни (L. Danyus) показал, что в однородном магн. поле  $B$  имеет место фокусировка моноэнергетич. электронов, вылетающих под разными углами из одной точки, в плоскости, перпендикулярной  $B$ . Траектория частицы, обладающей импульсом  $p_{\perp}$  — окружность в плоскости  $\perp B$  с радиусом  $\rho$ , определяющим ф-лой (1) при  $p_{\perp} = p$ . Частицы, испущенные из точки  $S$  (рис. 1) с угловой апертурой  $2\phi$  (траектории  $1, 1', 1''$ ), наиболее близко сходятся через  $1/2$  оборота (полукруглая фокусировка в однородном поле). Ширина линии при точечном источнике  $\Delta x_0 = \rho\phi^2$  (углы  $\phi$  малы),  $R = \phi^2/4$ . Если учесть конечные размеры источника  $S$ , ширину детекторной щели  $W$  и угловую расходимость частиц в направлении  $B$  (угол вертикальной апертуры  $2\psi$ ), то:

$$R = \frac{1}{4\rho} [S \cdot W + \rho(\psi^2 + \phi^2)]; \quad I = \frac{\Omega\mathcal{E}}{4\pi}. \quad (2)$$

Т. о., в однородном магн. поле частицы, вылетающие из источника под углами  $\leq 2\phi$ , сходятся в пятно размером, пропорциональным  $\phi^2$ . Это наз. фокусировкой в первом порядке. Достигнутое разрешение  $R \sim 10^{-3}$  при  $I = 2,5 \cdot 10^{-4}$ .

Попытки найти такую конфигурацию магн. поля, в к-ром осуществлялся бы фокусировка в более высоком порядке по  $\phi$ , привели к неоднородным полям. Плодотворной оказалась идея *двойной фокусировки* и как в плоскости орбиты по углу  $\phi$ , так и в направлении поля  $B$  по углу  $\psi$  [К. Зигбан (K. Siegbahn) и Н. Свартольм (N. Svartholm), 1946], она лежит в основе наиб. совершенных Б.с. (Б.с. п/2). В некоторых из них поле аксиально симметрично и спадает с расстоянием  $r$ , как  $r^{-2}$  ( $\alpha \approx 1/2$ ). В приборах этого типа достигнуто  $R \sim (1-2) \cdot 10^{-4}$  при  $\Omega/4\pi = (1,5-5) \cdot 10^{-3}$ .

Азимутальная вариация магн. поля (небольшое отклонение от осевой симметрии) позволила достичь фокусировки ещё в более высоком порядке по углам  $\phi$  и  $\psi$ . В 1967 К. Бьёрквист (K. Björkqvist) с сотрудниками осуществили фокусировку до 6-го порядка  $R \sim 1 \cdot 10^{-5}$  при  $\Omega/2\pi = 10^{-3}$ . С помощью такого Б.с. Бьёрквисту удалось в сер. 1970-х гг. исследовать верх. границу  $\beta$ -спектра *трития* и получить оценку массы *нейтринно*  $m_{\nu} < 60$  эВ (см. *Bema-pacnaд*).

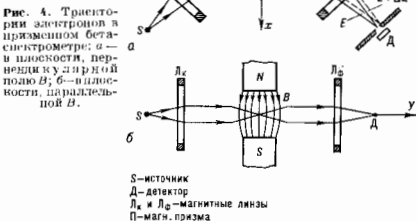
**Трохондальные Б.с.** Частицы в них движутся не по окружностям, а по сложным траекториям, близким к трохоидам (рис. 2). Использование трохондальных траекторий предложил Ж. Тибо (J. Thibaud) в 1933 для разделения электронов и позитрионов (дрейф трохойды для них происходит в разные стороны). В дальнейшем Р. Бальцером (Balzer, 1964) осуществлён Б.с., где поле изменилось с расстоянием по закону  $B \sim 1/r \sin \phi$  ( $r$  и  $\theta$  — полярные координаты точки). При движении частиц в таком поле в medianной плоскости ( $\theta = \pi/2$ ) после одного периода трохойды имеет место

полная фокусировка по азимутальному углу. Движение частиц в направлении оси поля происходит по спиральным траекториям так, что осевая компонента скорости  $v_z = 0$  при нек-ром значении  $\theta$ , т. е. частица «отражается» от нарастающего по мере приближения к полюсу поля, как в системе с «маги. пробками». В результате траектория электрона колеблется относительно медиальной плоскости и имеет место двойная фокусировка в тем более высоком порядке, чем больше период токовой троицы используется. Расчетные значения параметров  $B$ -с. Балдера:  $H \sim 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Omega/\omega \sim 0,02$ .

Секторные  $B$ -с. В нек-рых  $B$ -с. для отклонения частиц используется лишь сектор магн. поля с фокусировкой частиц вне поля. В  $B$ -с. Броуна, Бюхнера (C. P. Brown, W. W. Buchner) столкновение частиц осу-

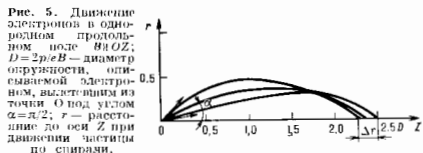
ществляется в клиновидном зазоре между двумя наклонными друг к другу плоскостями магн. полюсами. В дальнейшем для увеличения светосилы использовались магниты в виде лент, в  $B$ -с. типа «шпатель» полюсы и зазоры располагаются «ломтиками» вокруг оси, соединяющей источник с детектором. В безжелезном  $B$ -с. (В. В. Владимирский) с магн. полем торoidalной формы, образованным витками с током, частицы проходят через много промежуток между витками по всему тору (рис. 3). В таких  $B$ -с. при  $\frac{\omega}{4\pi} \sim 0,1-0,15$  достигается  $R \sim 1-3 \cdot 10^{-3}$ , что позволило осуществить эксперимент по оценке массы нейтрино (Е. Ф. Третьяков и др., 1984).

Идея секторного отклоняющего поля привела к созданию  $B$ -с. аналогичного оптическому призмному спектрометру (В. М. Кельман, Б. П. Перегуд и др.).



Источник и щель детектора располагаются в фокусах магн. линз (тонких катушек с продольным магн. полем), с помощью к-рых пучок электронов от источника прерывается в параллельный и собирается после отклонения в магн. призме на щели детектора (рис. 4).  $B$ -с.

призмного типа компактны и по параметрам могут конкурировать с приборами с двойной фокусировкой.  $B$ -с. с продольным полем. Среди них различают  $B$ -с. с длинной и короткой линзами. Предельным случаем «длинной линзы» является однородное продольное магн. поле. Траектория электронов, испущенных точечным источником  $S$  под углом  $\theta$  к оси  $Z$ , по к-рой направлено поле  $B$ , — спираль, навитая на цилиндр радиусом  $\rho = r \sin \alpha \approx eB$  (рис. 5). Частица снова пересекает ось  $Z$  на расстоянии  $Z = 2\pi \rho \cos \alpha / eB$ . Выделив с помощью кольцевой диафрагмы частицы, вышедшие в интервале углов от  $\alpha$  до  $\alpha + \Delta \alpha$ , ограничим этим линией «визуирования» точечного источника моноэнергич. электронов  $\Delta Z = 2\pi \rho \Delta \alpha$ , откуда  $R = \Delta \rho / \rho = \Delta \alpha \rho / \alpha \rho$ ,  $\Omega = \sin \alpha \Delta \alpha / 2$ .

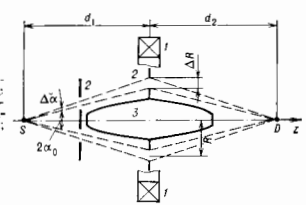


Фокусировка может быть улучшена, если использовать промежуточный «кольцевой фокус» (рис. 5), установив там 2-ю узкую кольцевую диафрагму, а детектор расположить на оси  $Z$  так, чтобы удалять все продольные через неё частицы. Тогда  $R \sim (\Delta \alpha)^2$  и  $1/R \sim 1/\Delta \alpha$ , что позволяет использовать большую светосилу при том же разрешении. Др. варианты  $B$ -с. с продольным полем разрабатывались с целью уменьшения сферич. аберраций и улучшения фокусировки. К. Зигбан и Х. Слатке 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 дается формулой:

$$f = \frac{4\pi^2 c^2}{e^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p^2 dz}{a + B^2 dz}} \approx \frac{8}{\pi} \frac{p^2 c^2}{e^2 B^2 a}, \quad (3)$$

где  $a$  — полуширина распределения поля линзы. Поскольку  $f$  пропорционально  $p^2$ , то частицы с разными



значениями импульса фокусируются на разных расстояниях от линзы.  $B$ -с. с тонкой магн. линзой по инвентарю прецизионным ( $R \sim 1\%$ ), но они обладают большой светосилой (порядка деск. %). Наиболее высокое разрешение  $[R \sim (5-7) \cdot 10^{-6}]$  достигается в  $B$ -с. с неоднородным аксиально-симметрич. полем, а также в призмных спектрометрах (табл.).

Тип бета-спектрометра	$R_{\text{макс}}$	$\Omega_{\text{макс}}$ при предельном $R$ , %
С осевыми неоднородными полями . . . . .	$10^{-4}-10^{-3}$	0,1—0,5
Призмные . . . . .	—	0,1—1
С дельной линзой . . . . .	$5 \cdot 10^{-4}-5 \cdot 10^{-3}$	1—10
С поворотной линзой . . . . .	$5 \cdot 10^{-3}$	—

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1, М., 1969; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальной методик ядерной физики, 2-е изд., М., 1977; Призмные бета-спектрометры и их применение, Вильякс, 1971; Миддлсворт С. М., Development of magnetic  $\beta$ -ray spectroscopy, В., 1976; Detectors in nuclear science, «Nucl. Instr. and Meth.», 1979, v. 162, № 1—3, В. Г. Ероловский.

**БЕТАТРОН** — циклический индукционный ускоритель электронов, в котором энергия частиц увеличивается за счёт вихревого электрич. поля, создаваемого изменяющимся магн. потоком, пронизывающим орбиту частиц.

В 1922 Дж. Слэниан (J. Slepian) запатентовал ускоритель, использующий вихревое магн. поле. В 1928 Р. Видероз (R. Wideröe) сформулировал условия существования равновесной орбиты, т. е. орбиты постоянного (т. п. условие Видероза, см. ниже). Однако первой действующей 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. потока создаёт в Б. вихревое эдс индукции, ускоряющую электроны. Удержание ускоряемых электронов на равновесной круговой орбите осуществляется ведущим (управляющим) магн. полем, надвигающимся образом меняющимся во времени. Радиус  $r$  мгновенной орбиты, но к-рой обращается в момент  $t$  электрон с импульсом  $p$  в азимутально-симметричном магн. поле, равен:

$$r = \frac{pc}{eB}, \quad (1)$$

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  $B$ :  $p = (R/c) \dot{B}$ . Т. п. скорость изменения импульса  $p = eE$  определяется направленно ускоряющего электрич. поля  $E$  на орбите, равного по закону эдс-магн. индукции  $E = -\dot{\Phi} / 2\pi Rc = (R/2c) \dot{B}_{\text{ср}}$  ( $\Phi$  — 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:

$$\dot{B}_{\text{ср}} = 2\dot{B}. \quad (2)$$

Его интегрирование даёт:

$$B_{\text{ср}}(t) = 2B(t) + \text{const}. \quad (3)$$

В частности, при синхронном изменении  $B_{\text{ср}}(t)$  и  $B(t)$ , наиболее просто реализуемом практически, условие постоянства радиуса орбиты принимает вид:

$$B_{\text{ср}}(t) = 2B(t). \quad (4)$$

Это условие [или более точное условие (2)] наз. бета-трономым условием, условием Видероза или «условием 2:1».

Частица, инжектированная в ускоритель на равновесном радиусе с импульсом, определяемым соотношением (1) (т. п. равновесия частица), 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  $B$ , удерживающее электроны на орбите, слегка снижалось по радиусу (см. Фокусировка частиц в ускорителе); коэф. спадания  $n$  магн. поля по радиусу, определяемый соотношением

$$n = -\frac{r}{B} \frac{\partial B}{\partial r}, \quad (5)$$

должен находиться в пределах:

$$0 < n < 1. \quad (6)$$

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. бета-трономых колебаний) уменьшаются обратно пропорционально  $\sqrt{B}$  (т. е. для Б. обратно пропорционально  $\sqrt{p}$ ), так что ускоренный поток электронов сосредоточивается вблизи равновесной орбиты.

Типичная схема Б. показана на рис. 1. Электромагнит сердеч. тока создаёт сердеч. магн. поток между сердечниками 1 и управляющее магн. поле в зазоре между профилированными полюсными наконечниками 2.

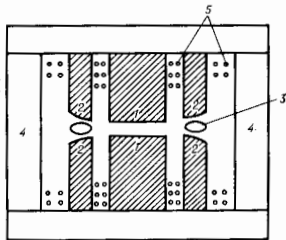


Рис. 1. Схематический разрез бета-трона: 1 — центральная сердечная; 2 — полюсные наконечники; 3 — сечение кольцевой вакуумной камеры; 4 — зазор магнита; 5 — обмотки электромагнита.

Сердечник электромагнита выполнен из тонкого листового (трансформаторного) железа для уменьшения в нём вихревых токов. Инжекторном служит электронная пушка, расположенная вблизи вакуумной камеры 3 и периодически выпускающая 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 производится на участке ( $t_n, t_k$ ) роста управляющего магн. поля. В конце цикла ускорения с помощью спец. «сдвигающей» обмотки варьируют соотношение (2), обеспечивающее постоянство радиуса орбиты. Пучок отклоняется от равновесной орбиты и может быть выведен из ускорит. камеры (см. Выход пучка) или направлен на мишень, расположенную внутри камеры вдали от равновесной орбиты.

В большинстве Б. управляющее поле  $B$  и индуцирующий ток 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 отрицания, в некоторых установках применено т. п. подмагничивание: к соотношению с соотношением (3) в управляющее поле с помощью дополнит. обмотки подводится постоянная составляющая  $B_0$  (рис. 2, б), что позволяет почти удвоить его макс. значение.

Бета-тронный 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. Используются либо непосредственно пучок ускоренных электронов, либо вызываемое им при ионизации на мишень тормозное излучение. Преимущества

**БЕТАТРОННЫЙ РЕЖИМ УСКОРЕНИЯ** — режим ускорения в *циклических ускорителях*, при к-ром приток энергии частиц происходит за счёт эдм. индукции, создаваемой пронизывающим орбиту переменным во времени магн. потоком (см. *Бета-трон*).

**БЕТА-ФУНКЦИЯ** в квантовой теории яол. — определяет поведеие эффективной константы связи (или *инвариантного заряда*)  $g$  в зависимости от квадрата передаваемого 4-импульса  $Q^2$ . Б.-ф. стоит в правой части дифференц. ур-ний *ренормализационной группы*, к-рые в простейшей, безмассовой квантовополевой модели с одной константой связи  $g$  имеет вид:

$$\frac{d\bar{g}(x)}{d \ln x} = \beta(\bar{g}),$$

где  $x=Q^2/\mu^2$ ,  $\mu$  — 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 нек. константами связи  $g_1, \dots, g_k$  возникает нек. Б.-ф., но одной на каждый эффективный заряд  $g_i$ . Такие Б.-ф. зависят от нескольких зарядовых аргументов и входят в правые части систем нелинейных дифференц. ур-ний первого порядка для  $g_1, \dots, g_k$ .

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 случаев  $\beta(g) < 0$  (случай *асимптотической свободы*), когда при  $Q^2 \rightarrow \infty$  инвариантный заряд стремится к нулю, как

$$\bar{g}(Q^2) \rightarrow \text{const.} \ln Q^2.$$

Лит. см. при ст. *Ренормализационная группа*.

Л. В. Ширков.

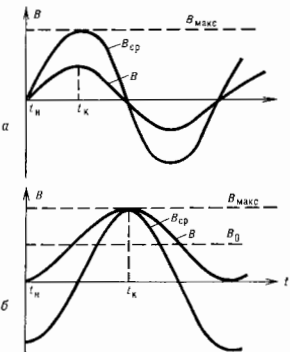
**БЕТА-ЧАСТИЦЫ** ( $\beta$ -частицы) — электроны и позитроны, испускаемые при *бета-распаде* ядер в свободном нейтрона. Электроны испускаются при превращении внутриядерного яол. свободного нейтрона  $n$  в протон  $p$ :  $n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ , позитроны — при превращении внутриядерного протона в нейтрон:  $p \rightarrow n + \nu_e$ . Здесь  $\bar{\nu}_e$  и  $\nu_e$  — электронные *антинейтрино* и *нейтрино*. Спиксы электронов ориентированы преимущественно против направления вылета из ядра, спиксы позитронов — по направлению вылета.

**БЕТЕ — СОЛПИТЕРА УРАВНЕНИЕ** — релятивистское соотношение для двухчастичной *Грина функции*  $D(x_1, x_2; x'_1, x'_2)$  системы двух частиц (или полей):

$$D(x_1, x_2; x'_1, x'_2) - \bar{D}(x_1, x_2; x'_1, x'_2) + \int K(x_1, x_2; x_3, x_4) D(x_3, x_4; x'_1, x'_2) d^4x_3 d^4x_4 \quad (*)$$

( $x_1, x_2, x'_1, x'_2$  — начальные и конечные четырёхмерные координаты частиц). Сформулировано Х. А. Бете (H. A. Bethe) и Э. Э. Солпитера (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  $\bar{D}$ , 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 определё-

Рис. 2. Нахождение магнитного поля в бетатроне без продольных вращений (а) и с продольными вращением (б). В — управляющее магнитное поле;  $B_{cp}$  — среднее поле внутри орбиты;  $B_0$  — постоянная составляющая управляющего поля;  $t_n$  и  $t_k$  — начальный и конечный моменты времени цикла ускорения.



Б. перед др. источниками  $\gamma$ -излучения — простота обработки с ним, возможность плавной регулировки энергии, очень малые размеры источника излучения. В промышленности Б. используются гл. обр. для радиац. дефектоскопии материалов и излоий и в скоростной рентгенографии (при исследовании быстро протекающих процессов внутри закрытых объёмов), в медицине — для радиац. терапии.

Разработаны разл. модификации Б.: двухкамерные (стеробетатроны), дающие два луча, перескакивающих в заданном месте вне Б.; с постоянным во времени магн. полем (типа магн. поля в секторных *вакватронах* 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 (жесткая фокусировка, фокусировка продольным магн. полем, газовая фокусировка и др.).

Лит.: К о р н т Д. У., Бетатрон, вер. с англ., АУФН, 1944, т. 26, с. 181; А н а н ь и н Л. М., В о р о б ь е в А. А., Г о р ь у н о в В. И., Индукционный ускоритель электронов — бетатрон, М., 1961; К о л о м е н с к и й А. А., Физические основы методов ускорения заряженных частиц, М., 1980; М о с к а л е в В. А., Бетатроны, М., 1981. Э. Л. Бирштейн. **БЕТАТРОННОЕ УСЛОВИЕ** (условие Видеро) — 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. *Бета-трон*).

**БЕТАТРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ** — колебания заряд. 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. с о б о д н ы м и, а колебания, обусловленные возмущающими силами, — в ы н уж д е н н ы м и. См. *Фокусировка частиц в ускорителе*.

Э. Л. Бирштейн.

ной, топологически выделенной частью этой суммы  $\bar{D}(x_1, x_2, x'_1, x'_2)$  (рис. 1, первое слагаемое правой части), представляющей собой сумму всех двухчастично неперенормированных диаграмм в  $k$ -канале [в к-ром кинематич. перенормыт  $t = (p_1 + p_2)^2$ , где  $p_1, p_2$  — 4-импульсы частиц  $I, 2$ ], т. е. таких диаграмм, к-рые нельзя разбить на две силовые части, содержащие точки  $x_1, x_2$  и  $x'_1, x'_2$ , разрывая только две линии, идущие в направлении  $t$ -канала.

Ядро  $K$  Б.—С. у. явным образом выражается через сумму двухчастично неперенормированных диаграмм  $D$  и функции Грина свободных частиц [второе слагаемое в правой части рис. 1 отмечает интегральному члену в у-рии (8)]. Оно строится на основе лагранжиана взаи-

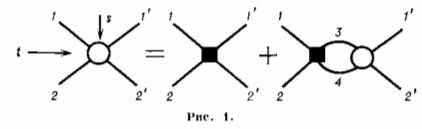


Рис. 1.

модействия частиц с полем, но само поле в у-рии (8) 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 явным образом выразить всю сумму диаграмм Фейнмана через их двухчастично неперенормированную часть.

Часто под Б.—С. у. понимают приближенное у-рие (т. н. лентинное приближение), к-рое получается, если ограничиться в сумме двухчастично неперенормированных диаграмм лишь нормой 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

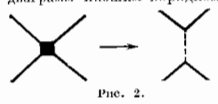


Рис. 2.

связанных состояний системы двух слабо взаимодействующих частиц (напр., позитрония). В релятивистском пределе Б.—С. у. перестает зависеть от двух раал, времён и переходит в у-рие Шрёдингера с соответствующим потенциалом.

У-рие (8) можно понимать и как у-рие непосредственно для амплитуды рассеяния двух частиц. В этом случае  $D$  следует считать амплитудой, а  $\bar{D}$  — её неперенормированной частью. Упомянутое выше соотношение между  $\phi$ -функцией  $\bar{D}$  и  $K$  сокращается. Учитывая *перекрёстную симметрию* амплитуды рассеяния, связанную со скалярной реакцией (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 её по аналогии со столкновением частицы  $I$  с античастицей  $\bar{I}$  с превращением их в частицу  $2$  и античастицу  $\bar{2}'$ . Такая трактовка Б.—С. у. положена в основу мультиверифици. модели процессов множественного рождения частиц (см. *Множественные процессы*) при высоких энергиях. В этом случае и в Б.—С. у. удаётся получить аналогичное, но более простое у-рие для миним. части амплитуды рассеяния частиц  $I$  и  $\bar{I}$  в  $s$ -канале, к-рая посредством *оптической теоремы* связана с полным сечением упомянутых процессов.

Лит.: Salpeter E., Bethe H. A., A relativistic equation for bound-state problems, Phys. Rev., 1951, v. 84, p. 1232; Ш в е б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1953, гл. 17, § 4; Ду в а с е в с к и й А. М., Р о з е н б е й н И., О новейшем варианте в рамках уравнения Бете — Салпитера, Ядер. физика, 1971, т. 14,

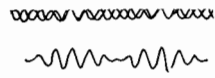
с. 855; Ли ф ш и ц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 2, М., 1971. И. И. Ройзен. **БИГРАММИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ** (от лат. *bi-*, в сложных словах — двойной, двоякий и греч. *hamptikos* — слаженный, соразмерный, гармоничный) — дифференц. у-рие  $\Delta u = 0$ , где  $\Delta$  — *Лапласа оператор*. Решения Б. у. наз. *биграммич. функциями*, к к-рым относятся, напр., *гармонические функции*. В приложениях чаще встречается двумерное Б. у.:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0.$$

Ост. крайная задача состоит в отыскании  $u(x, y)$ , непрерывной вместе с непрерывными производными в замкнутой области  $S$  удовлетворяющей Б. у. внутри  $S$ , а на её границе  $C$  — условиям:  $u|_C = \varphi(t)$ ,  $[\partial u / \partial n]_C = h(t)$ , где  $\partial / \partial n$  — производная по нормали к  $C$ , а  $\varphi(t)$  и  $h(t)$  — непрерывные  $\phi$ -ции дуги  $l$ . Биграммич.  $\phi$ -цию можно представить при помощи двух аналитич.  $\phi$ -ций  $\psi(z)$  и  $\bar{\psi}(\bar{z})$  комплексного переменного  $z = x + iy$ :  $u = \text{Re}[\varphi^*(z) + \psi(\bar{z})]$ ,  $\varphi^* = \bar{\varphi} - iy$ . Представление и в данном случае позволяет свести ост. крайнюю задачу к системе крайних задач для аналитич.  $\phi$ -ций. Этот метод используется в раал. плоских задачах теории упругости и гидродинамики.

Лит.: Смирнов В. И., Курс высшей математики, т. 3, ч. 2, 2-й изд., М., 1974; Л и ф ш и ц Е. М., Ш а б а т Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 4 изд., М., 1973; В. И. Азбукин. **БИЕНТИЯ** — периодич. изменения во времени амплитуды колебаний, возникающей при сложении двух *гармонических колебаний* с близкими частотами. Б. возникает вследствие того, что величина разности фаз между двумя колебаниями в раал. частотах 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

изменяется, возникающая 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. возникает при звучании двух камертонов с близкими частотами — звук попеременно 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  $B$  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  $B$ , раал. разности частот складываемых компонент  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ .

При сложении двух волн с равными частотами и разл. по близости но направлению волновыми векторами  $B$  возникает только в пространстве в результате интерференции волн (т. н. муар). Именно такую структуру имеют волны в френелевой зоне лучлчателай, а также волны в раал. 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:

$$s = (A_1 \cos \omega_1 t + A_2 \cos \omega_2 t)^2 = \\ = A_1^2 \cos^2 \omega_1 t + A_2^2 \cos^2 \omega_2 t + 2 A_1 A_2 \cos(\omega_1 + \omega_2) t + \\ + A_1 A_2 \cos(\omega_1 - \omega_2) t.$$

Последнее слагаемое — колебание с разностной частотой  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  — наз. разностным тоном или тоном Б. Резким 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.: Горелкин и Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Сторелко и С. П., Введение в теорию колебаний, 2 изд., М., 1964; Бишоп и Р., Колебания, пер. с англ., 3 изд., М., 1968; Пей и Г., Физика колебаний и волн, пер. с англ., М., 1973; В. А. Мельников, В. Д. Шадрин.

**ВИНАУРАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ** (от лат. *vinu* — вина, два и *auris* — ухо) — способность человека и животных определять направление на источник звука (пеленгование), связанная с наличием двух приемных ушей (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  $1-2^\circ$ , а при наличии немех. ошибок могут достигать  $10^\circ$  и более. В вертикальной плоскости ошибки значительно больше. Короткие звуки менее точны, чем более длительные и почти не подвержены влиянию мешающих отражений.

Механизм Б. э. изучен неполно. На частотах ниже  $1,5$  кГц Б. э. обусловлен интерауральной (междухимной) 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 интерауральной расстояния (бази).

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.  
**ВИНЕФОРМУЛА** — дифференциальные траектории центра масс тела, движущегося под действием центр. силы, выраженные в полярных координатах  $r$  и  $\varphi$ :

$$mc^2 u^2 \left( \frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u \right) = \pm F, \quad (*)$$

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.  $r = r(\varphi)$ , 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  $c = r^2 d\varphi/dt$ .

Б. ф. имеет важные приложения в небесной механике, при изучении траекторий ИСЗ, эллиптич. траекторий ракет и др.

Лит.: Дойль и Девенс Л. Г., Турье А. И., Курс теоретической механики, т. 2, 6 изд., М., 1983.

**ВИНОМАЛЯЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ** (от лат. *bi* — в сложных словах — двойной, двоякий и *nomes* — имя) — вероятность того, что при  $N$  независимых испытаниях с двумя альтернативными исходами «А» — с вероятностью  $p$  и «не А» — с вероятностью  $q = 1 - p$ , событие  $A$  произойдет ровно  $n$  раз:

$$P_N(n) = C_N^n p^n (1-p)^{N-n}, \quad (*)$$

где

$$C_N^n = \frac{N!}{n!(N-n)!} \text{ — биномиальный коэф.,} \\ 0 \leq n \leq N, \quad 0 \leq p \leq 1, \quad 0 \leq q \leq 1.$$

Приведённая ф-ла иногда наз. ф-лой Бернулли. *Математическое ожидание и дисперсия* величин  $n$  равны  $Np$  и  $Npq$  соответственно. В пределе большого числа испытаний  $N \rightarrow \infty$  при условии  $p = \text{const}$ , Б. р. (\*) переходит в *Гаусса распределение*, а при  $N \rightarrow \infty$ ,  $p \rightarrow 0$ ,  $pN = \text{const}$  — в *Пуассона распределение*. Б. р. описывает типичную задачу теории вероятностей и потому находит много применений. Многотермным обобщением Б. р. является *полиномиальное распределение*.

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытык С. М., Случайные процессы, М., 1976.

**ВНО ЗАКОН** — определяет угол  $\varphi$  вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через слой некристаллич. вещества (жидкости или раствора в неактивном растворителе), обладающего стеств. *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  $\alpha$ , этот коэф. для растворов обозначается в скобках). Установлен Ж. Б. Био (J. V. Biot) в 1815. Б. з. выражает пропорциональность  $\varphi$  числу оптически активных молекул на пути светового луча. Значение  $[\alpha]$  определяется природой вещества, слабо зависит от темп-ры, существенно — от длины волны  $\lambda$  (*дисперсия оптического вращения*). Вдали от  $\lambda_0$  носое поглощения в первом приближении  $[\alpha] \sim \frac{1}{\lambda^2}$ .

Вблизи носое поглощения зависимость усложняется. **ВНО ЧИСЛО** — один из *полюбов критериев* стационарного процесса теплообмена между нагретым или охлажденным телом и окружающей средой. Назв. по имени Ж. Б. Био (J. V. 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  $\alpha$  — коэф. *теплоотдачи* от поверхности тела к окружающей среде (или наоборот),  $\lambda$  — коэф. *теплопроводности* тела. Б. ч. представляют собой отношение термич. сопротивления стенки  $l/\lambda$  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  $T/T_a = \Phi(Bi; Fo, x/l_0)$ , где  $Fo$  — *Фурье число*,  $x$  — координата рассматриваемой точки тела, темп-ра в к-рой равна  $T$ ,  $l_0$  — характерный размер тела,  $T_a$  — характеристич. (начальная) темп-ра в момент времени  $t=0$ .

В случае лучистого теплообмена вводится  $r$  и  $a$  и  $c$  и  $i$  и  $v$  и  $e$  Б. ч., определяемые ф-лой  $Bi_p = \sigma_0 T_a^3 d_0^2 / \lambda$ , где  $\sigma_0$  — *Стефана — Больцмана постоянная*.

С. Л. Виноградовой.  
**БИОЛОГИЧЕСКАЯ АКУСТИКА** — 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 устанавливаются пороги слышимости, частотный и динамич. диапазоны воспринимаемых сигналов, пороги восприятия модуляций и т. п. Физ. характеристики звуков у разных животных не так обычно разнообразны. Так, их частоты простираются от инфразвуковых (ниже 16 Гц) у нек-рых зубчатых 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.

**БИОЛОГИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ** — то же, что *клеточные структуры*.

**БИОЛОГИЧЕСКИЙ КРИСТАЛЛ** — 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.  $\sim 10^5$ — $10^6$  дальтон (1 дальтон равен массе атома Н), нукл. видов молекул транспортных РНК и увардоченных 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 встроены из полимерных цепей, закономерно свёрнутых в клубок — глобулу со строго определённой конформацией, стабилизированную различными внутримолекулярными взаимодействиями.

Б. к. характеризуется большими размерами элементарной кристаллич. ячейки ( $\sim 10$ — $10^3$  Å). Биомолекулы содержат большое число асимметрических атомов углерода и представлены одним из всемязких стереоизомеров (молекула белков состоит 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 раствором, а ионная сила раствора и концентрация водородных ионов должны быть подобраны определ. образом. В Б. к. эти условия выравниваются. Молекулы воды, прилегающие к поверхности белковой глобулы, расположенные упорядоченно, а в пространстве между глобулами — разупорядочены. Температурный интервал, в к-ром могут существовать Б. к., как правило, невелик: низкотемпературный предел определяет точка замерзания раствора, высокотемпературный предел обычно находится в области 60—70°, когда наблюдается денатурация макромолекул — разворачивание полимерных цепей и потеря ими определ. пространственной конформации. Денатур. макромолекулы кристаллизации не поддаются.

Степень совершенства многих Б. к. относительно невысока вследствие конформ. подвижности макромолекулы. На рентгенограммах Б. к. видны дифракц. максимумы, соответствующие межклеточным расстояниям до 1,5—2 Å (дифракц. картины от Б. к. наиб. сплошных макромолекул содержит дифракц. максимумы ещё меньших порядков). Конформ. подвижность распределяется по макромолекуле неравномерно, иногда часть макромолекулы имеет неупорядоченный характер (зона «расплавленной» конформации).

Многие Б. к. имеют волокнистое строение — цепь макромолекул вытянута 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, в частности ДНК. Др. вид одномерной периодичности — трубчатые структуры с регулярной укладкой макромолекулы вдоль цилиндрич. спирали. В биол. мембранах, окружающих клетку или внутриклеточные органеллы, наблюдается двойка 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; Баяндаев Т., Джоясов Л., Кристаллография белка, пер. с англ., М., 1979. В. В. Горюнов.

**БИОЛОМИНЕСЦЕНЦИЯ** — *хемилюминесценция*, связанная с процессами жизнедеятельности организмов. В. возникает при ферментативном окислении кислородом воздуха специфич. веществ — люциферина, различных у организмов разных видов. За счёт освобождения при окислении хим. энергии часть молекулы люциферина переходит в возбуждённое состояние, при переходе в осн. состояние они испускают интенсивное излучение — флуоресцируют. В. наблюдается у нек-рых десятков видов бактерий, низших растений (грибов), у нек-рых беспозвоночных животных (от простейших до насекомых включительно), у рыб.

Лит.: Тарахов И. И., Свечение моря, М., 1956; Биолюминесценция моря, М., 1969; Чумакова Р. И., Гителъзон И. И., Свечение бактерий, М., 1975; Гителъзон И. И., Живой свет океана, М., 1976.

**БИОПОЛИМЕРЫ** — то же, что *полимеры биологического*.

**БИО-САВАРА ЗАКОН** — определяет напряжённость магн. поля  $H$ , создаваемого прямолинейным током  $I$ . Экспериментально установлен Як. Б. Био (J. V. Biot) и Ф. Саваром (F. Savart) в 1820. В более общей трактовке, принадлежащей П. Ланжасу (P. Laplace) и потому часто называемой законом Био—Савара—Ланжаса, определён поле  $dH$  элементарного отрезка тока  $Idl$  на расстоянии  $r$  от него:

$$dH = c^{-1} I r^{-3} [d\mathbf{r}], \quad (1)$$

Здесь использована Гауссова система единиц (в СИ множитель  $1/c$  заменяют на  $1/4\pi$ ).

Несколько токов всегда текут по замкнутому контуру. Ф-ла (1) является вспомогательной и не допускает прямой проверки на опыте, но после интегрирования она даёт правый ответ для всей цепи. Так, поле вблизи протяжённого прямого тока (длина  $l \gg r$ ,  $r_0$  — расстояние от осн), согласно Б.—С. з., убывает обратно пропорционально  $r_0$ :  $H = 2I_0 c r_0^{-1}$  ( $0_0$  — единичный азимутальный вектор в цилиндрич. координатах  $r, \theta, z$ , осм  $z$  вдоль тока); поле внутри длинного соленоида ( $l \gg r_0$ ) с идеально линейной азимутальной магнитной линией:  $H = c^{-1} 2\pi n I_0 z_0$  ( $n$  — число витков на единицу длины); поле в центре одиночного витка с током радиуса  $R$ , лежащего в плоскости  $z = \text{const}$ , равно:  $H = 2\pi I_0 c R^{-1} e R$  и т. д.

В случае произвольного распределения токов с плотностью  $j(r)$  Б.—С. з. приводит к ур-нию

$$\text{rot } H = 4\pi j/c, \quad (2)$$

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 настоящих 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, в изд., М., 1976; Бетчелор Дж., Введение в динамику электроств., пер. с англ., М., 1973. М. А. Миллер, Г. М. Фрийдман.

**БИОФИЗИКА** — раздел науки, посвящённый изучению физ. и физ.-хим. явлений в биол. объектах; её задача —

исследование фундам. процессов, лежащих в основе жизни природы. Так самостоят. отрасль науки Б. оформилась в 1961 (1-й международ. биофиз. конгресс). Для изучения отд. биол. явлений физ. идеи и методы использовались значительно раньше. Многие физики начиная с эпохи Возрождения стали и ретали биол. проблемы, нек-рые физ. задачи были решены в результате попыток исследовать биол. явления.

Применение физ. идей и методов в биол. объектам требует учета их специфики, что и определяет Б. как самостоят. отрасль науки. Специфика биол. объектов заключается в том, что в их построении участвует информация, возникающая в результате эволюции и содержащаяся в наборе генов (геноме). Эта информация пронизана в структуре биол. объектов, к-рая унифицирована, апериодична, термодинамически неравновесна и приспособлена для выполнения опред. функций. 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 (органоиды и мембраны; см. *Клеточные структуры*) и организменном. Существуют два пути учета биол. информации, заключенной в объекте: прямой и косвенный.

Первый путь предполагает построение структуры живого объекта (на всех его уровнях) на основе информации, заключенной в его геноме. В природе этот путь реализуется в онтогенезе, т. е. в процессе развития организма из оплодотворенной яйцеклетки. При его теоретич. исследовании в Б. используются методы теории самоорганизации (см. *Синергетика*) и матем. моделирования (см. *физику*).

Др. путь — экперим. исследование структуры биол. объекта, при этом используют все известные физ. методы. Богатую информацию на макромолекулярном уровне дает *рентгеновский структурный анализ*, на уровне мембран и клеточных оргanel — *электронная микроскопия*, на более высоких уровнях — *микроскопия* и анатомия. Получаемая информация эквивалентна биол. информации, заключенной в объекте, иначе 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 учетом конструкции объекта. В Б. различаются 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 ее 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 пренеприятия и миграции энергии. Наиб. важны для Б. исследования молекул белков и нуклеиновых к-т.

**Белковые макромолекулы** представляют собой линейные полимеры, состоящие из цепочки аминокислот. Полимер свертут в структуру (глобулярную либо фибриллярную). Биол. катализаторы (наз. ферментами или энзимами) имеют глобулярную форму. Последовательность аминокислот в каждом белке (первичная структура) задается 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):  $\alpha$ -спиральные участки,  $\beta$ -структуры и шарнирные группы. Физ. свойства элементов существенно различны. Так,  $\alpha$ -спирали представляют собой жесткие стержни, в  $\beta$ -структурах первичная последовательность уложена в виде складок. «Шарнирные» участки содержат малые аминокислоты и допускают повороты жестких участков. Кроме того, в белках имеются неспирализованные участки, характеризующиеся меньшей жесткостью. 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 образованвшегося комплекса; 3) десорбция конечных соединений (продуктов) с тела фермента. Процесс регулируется веществами, наз. медиаторами или эффекторами. Среди них имеются и ингибиторы (тормозящие реакцию) и активаторы (ускоряющие ее). Активаторы, принимающие непосредств. участие в процессах в активном центре, наз. кофакторами (или коферментами); возможна также активация путем воздействия на удаленные от активного центра участки фермента. Ингибиторы делятся на конкурентные (они и активаторы конкурируют с к-рыми связываются с активным центром, и неконкурентные (а их действие осуществляется вдали от активного центра фермента, активация и торможение связаны с изменением конструкции фермента при взаимодействии его с эффекторами).

**Конформационные переходы.** Конформация белка-фермента наа. состоянии, в к-ром определена все конструкция макромолекулы. Молекулы белка могут находиться в неск. конформациях, и к-рых топология укладки первичной последовательности и размеры  $\alpha$ -спиралей и  $\beta$ -структур одинаковы, но связи между ними различны (а следовательно, различны и конструкции). Переходы между конформациями, т. е. конформан. переходы (КП), происходят при изменении внеш. условий (тем-ры, влажности и т. н.), зарядового состояния, взаимодействия с субстратом, медиатором и т. п. Изменения характеристик (сп. 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 верзек: существует область параметров, в к-рой присутствуют молекулы обеих конформаций; 2) при подходе свободной энергии необходимо учитывать вклад упругой энергии; 3) интальпийный и энтропийный вклады в свободную энергию могут быть локализованы в разных частях макромолекулы; 4) относит. изменения энтальпии и энтропии (отнесенные к массе макромолекулы) при КП могут быть велики; КП может происходить и в небольшой части конструкции, что тем не менее ведёт к существ. изменению ее 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 механизма, 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. конкурентных реакций, проходящих через те же промежуточные состояния, что и ферментативные). Специфичность

фермента означает, что скорость катализируемой реакции меняется в  $10^2-10^4$  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 эволюции, реакция источником энергии может служить процесс образования комплекса за счёт взаимодействия опред. атомов (или групп) субстрата с контактными группами фермента. Ввод след. энергии, характеристики: полная энергия  $E_{полн.}$  равная сумме выделяемых при образовании контактов энергий, если они взаимодействуют независимо друг от друга; свободная энергия связывания  $\Delta F_{св.}$ ; теплота связывания  $Q_{св.}$  к-рая представляет собой энтальпийную часть  $\Delta F_{св.}$ . Разность  $E_{св.} = E_{полн.} - Q_{св.}$  — энергия напряжения; величина  $\Delta S_{св.} = (Q_{св.} - \Delta F_{св.})/T$  — 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  $E_{св.} = 0$  и катализ имеет энтропийный характер: субстрат в комплексе принимает одну из возможных конфигураций, благоприятную для послед. реакции. Алюостерич. эффекты этой модели не описываются. В модели «рука — перчатка» считают фермент достаточно эластичным, что обеспечивает полную комплементарность. При этом  $E_{св.} = 0$  и катализ имеет энтропийный характер. Модель может описывать алюостерич. 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  $E_{н.} > 0$  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 эндогрии, реакции (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 и четырёх тилов, содержащих аденин (А), гуанин (Г), цитозин (Ц) и тимин (Т), и 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 (код) и а. м. и аминокислотами].

Биосинтез белка регулируется на неск. уровнях: 1) в клеточном ядре синтез информационной РНК (иРНК) на участке ДНК, несущем информацию об опред. белке, происходит только в том случае, если вач. участок этого гена (о. н. р. о. н.) не заблокирован белками-репрессорами. Последние связываются с участком спец. гена-регулятора, но блокируют оперон лишь в присутствии корреспондирующ. вещества, поступающего 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», неск-рые участки из них удаляются спец. белками, а оставшиеся сшиваются.

В результате этих процессов только малая часть информации, содержащейся в ДНК, одновременно переводится в биосинтез белка. При изменении условий и (или) в процессе развития организма происходит переклассификация биосинтеза; одни участки ДНК блокируются, а другие активизируются (депрессированы).

Клеточная биоэнергетика. В задаче 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)

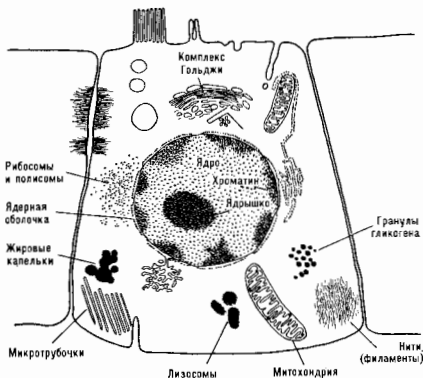


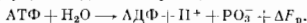
Рис. 1. Схематическое изображение строения клетки.

от внешней; ядро, окруженное 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. оргanelлами; 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 оргanelл, хлоропласты, синтезирующие АТФ за счёт энергии света (см. Фотосинтез). В мышечных клетках существуют спец. сократит. структуры. В низших одноклеточных организмах (и р. к. а. р. и. т. а. х.) 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 оргanelлах, в плазме клетки и во внеш. среде существуют различия, напр. относительная концентрация 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 оргanelл различны. Разности потенциалов  $\Delta\phi \sim 10^6$  мВ; градиенты потенциала сосредоточены на соответств. мембранах; поля в них  $\sim 10^4-10^6$  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:



Величина  $\Delta F_p$  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 выделяется в клетке роль энергосистемы (или универсальной энергии, «валюты»). АТФ запасается и хранится в клетке достаточно долго. Гидролизуете 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 содержат работу (они же являются АТФ-азами). Энергия гидролиза идёт на покрытие дефицита эндоэргич. реакций.

Синтез АТФ требует затраты сторонней энергии (равной  $\Delta F_p$ ), он происходит в след. процессах: полное окисление глюкозы в цитоплазме; полное окисление глюкозы (до углекислоты и воды) в митохондриях (о к с и с л. ф о с ф о р и л о в а н и е); поглощение света в хлоропластах (ф о т о с и н т е з ф о с ф о р и л о в а н и я). Два последних процесса более эффективны.

К л е т о ч н ы й м е м б р а н а. Клетка может существовать в нескольких функционально разл. состояниях. Переход между ними регулируется процессами, происходящими в клеточной мембране, к-рая является как бы сорбционным органом клетки, т. е. мембрана воспринимает сигналы из внешней 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 переносимых 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 носк, экстремумов; в) в клеточной мембране возможны структурные переходы (их также наз. конформационными или фазовыми). В них принимают участие липидной слой мембраны, белковые микротрубочки и микрофиламенты на внутр. поверхности и подсахаридный слой на внеш. поверхности мембраны. Важную роль играют физ. свойства системы: механич. целостность внутр. и внеш. оболочек мембраны, их элстичность, 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.

П е р в ы й и м п у л ь с. Описание механизма *нервного импульса* — одна из самых ярких примеров использования физ. идей в биологии. В исходном состоянии внутри клетки имеется избыток ионов  $\text{K}^+$  и недостаток ионов  $\text{Na}^+$ , 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,  $\varphi_p \approx -50$  мВ, открываются натриевые каналы, возникает пассивный поток  $\text{Na}^+$ , что приводит к изменению знака  $\Delta\varphi$ . По достижении макс. значения  $\Delta\varphi_{\text{max}} \approx 20$  мВ натриевые каналы инак-

тивируются ионом, поток  $\text{Na}^+$  компенсируется потоком  $\text{K}^+$  и потенциал  $\Delta\varphi$  медленно уменьшается. В конце этой фазы (характерное время к-рой  $\sim 1$  мс) калиевые каналы насыщаются ионами  $\text{K}^+$ , что приводит к резкому увеличению потока  $\text{K}^+$  и быстрому падению  $\Delta\varphi$  до значения  $\Delta\varphi_{\text{min}} \approx -90$  мВ. Последний этап (период рефрактерности) — медленное (за время  $\sim 1$  мс) восстановление исходного состояния за счёт активации натриевых каналов. Распространение нервного импульса связано с элктрич. влиянием соседних элементов мембраны друг на друга; это автоволновой процесс (см. Автоволны).

К л е т о ч н ы й ц и к л. Содержит четыре фазы:  $G_1$ -период; S-фаза, в к-рой происходит синтез ДНК и гетич. 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. и р о л и ф е р а ц и е й. 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 находится в состоянии покоя; для перехода их к пролиферации необходимы внешние (по отношению к клетке) стимулы.

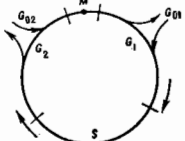


Рис. 2. Схема клеточного цикла.

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 уравнивающего механизма (напр., механич. целостности внеш. или внутр. оболочек) может привести к тому, что клетка перестает 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 релакс. автоколебл. моделей с N-образной характеристикой (см. ниже).

Б и о ф и з и к а с л о ж н ы х с и с т е м. В задачу этого раздела входит 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. Имеется два подхода: нервный основан на теории марковских случайных процессов; составляют линейные ур-ния для вероятности  $P_i$  заставить систему в определенном  $i$ -м состоянии

$$dP_i/dt = \sum_j k_{ij}P_j; \quad i, j = 1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

кинетич. коэф.  $k_{ij}$  предполагаются заданными.

Второй подход основан на теории динамических систем; переменными являются концентрации, числа особей; в экологии, системе, засекр. мембранные потенциалы и т. п. Ур-ний обычно бесконечны и имеют ту же форму, что и ур-ния хим. кинетики:

$$dx_j/dt = \mathcal{F}_j(x_1, x_2, \dots, x_m); j=1, 2, \dots, m. \quad (2)$$

Перейти от ур-ний типа (1) к ур-ниям типа (2) можно, заменив распределения  $P_i$  первыми моментами. Так, если  $P_i$  — вероятность застать в системе объема  $V$  определен. число  $n_i$  молекул данного вещества, то его концентрация равна:  $x_i = V^{-1} \sum_i P_i n_i$ . 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  $\delta$ -образным).

Первый подход использовать, если множество состояний дискретно и число их невелико, напр. в кинетике ферментативных реакций. При этом  $P_i$  — вероятность застать ферментативный комплекс в  $i$ -м состоянии. Вероятностный подход применяют также при описании измененной состояния клетки от момента ее 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 редуциции системы (т. е. сведения ее к системе с меньшим числом ур-ний и переменных), основанные на принципах временной иерархии и структурной организации. Временная иерархия означает, что характерные времена процессов развиваются на группах так, что внутри группы они одного порядка, но сильно отличаются от времен др. групп. Такая ситуация обычно реализуется в биол. процессах, поскольку при этом существует упрощается управление процессом (в т. ч. и самоуправление). При моделировании процесса с характерным временем иерархия позволяет считать все переменные с большими временами изменения считать пост. параметрами, а перем. процессы с меньшими временами выразить через искомые переменные.

Структурная организация означает, что система развивается 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 дает возможность рассматривать процесс в каждой ячейке независимо и в след. приближении учитывать взаимодействие 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) качество. описание нетривиальных явлений, таких, как автоколебания, возникновение и исчезновение стационарных состояний и т. п. Для этой цели строят максимально упрощенные (базовые) модели. Большинство из них состоит из двух ур-ний: 2) количества. описание конкретных процессов, качеств. поведение к-рых известно. Для этой цели строят т. н. имитат. модели; они могут содержать много ур-ний и параметров, к-рые определяют на сравнении с экстенсив. данными.

Модель Лотки и Вольтерра для описания сосуществования хищников (их число  $N_1$ ) и жертв (их число  $N_2$ ):

$$\begin{aligned} dN_1/dt &= \varepsilon_1 N_1 N_2 - \gamma_1 N_1, \\ dN_2/dt &= \varepsilon_2 N_2 - \gamma_2 N_1 N_2, \end{aligned} \quad (3)$$

$\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — коэф. рождаемости (принято, что для рождения хищника ему необходимо съесть жертву),  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — 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 (увч. зависимостей  $\varepsilon$  и  $\gamma$  от  $N_1, N_2$ ) она становится структурно устойчивой, имеет автоколеб. решения и широко используется в экологии.

Модель Гаузе описывает взаимодействие популяций:

$$dx_i/dt = \varepsilon_i x_i - \sum_{j=1}^n \gamma_{ij} x_j x_i; i, j=1, 2, \dots, n, \quad (4)$$

где  $x_i$  — численность  $i$ -й популяции,  $n$  — число популяций,  $\varepsilon_i$  — коэф. размножения (разности коэф. рождения и естеств. смертности),  $\gamma_{ij}$  — коэф. взаимодействия, учитывающие конкуренцию за питание, взаимное уничтожение, эффект тестости и т. п.

Модель (4) описывает как отбор «наилучшей» популяции (и исчезновение конкурентов), так и выбор одной из равноправных. Последнее имеет место, если коэф.  $\varepsilon_i \geq \varepsilon_j$  и  $\gamma_{ij} = \gamma_{ji}$  одинаковы, а коэф.  $\gamma_{ij} > \gamma(i \neq j)$ . Выбор оказывается возможным, поскольку симметричное стационарное состояние при упомянутых условиях устойчиво. 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.  $\varepsilon_i$  и  $\gamma_{ij}$  от времени.

В физиологии популяций модели, описывающие автоколеб. 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 положительных, так и отрицат. обратной связи. Модели мембранных процессов строят аналогично, при этом обратные связи обеспечиваются за счет нелинейной зависимости скорости транспорта от концентраций. Благодаря положитель. обратной связи (в частности, автокатализу) стационарные состояния могут терять устойчивость (как и в теории горения), что позволяет описывать ряд нетривиальных явлений.

Релаксационная модель с  $N$ -образной характеристикой:

$$\begin{aligned} dx/dt &= P(x, y), \\ dy/dt &= a + bx + cy, \end{aligned} \quad (5)$$

где параметр  $\varepsilon \ll 1$ , а ф-ция  $P(x, y)$  такова, что имеет экстремума. Модель описывает генерацию стационарного сигнала в ответ на малое, но конечное внеш. воздействие и релаксационные автоколебания. При изменении параметров модели (5) режим существующего стационарного состояния переходит в режим автоколебаний (и обратно). Модель (5) используют при описании генерации нервного импульса, возникновения биол. ритмов (т. е. биол. часов), в теории мембранной регуляции клеточного цикла и моделировании др. явлений.

Мультистабильная модель с перем. числом стационарных состояний, напр. система, описывающая переключение генетич. аппарата с одного режима работы на другой:

$$\begin{aligned} dx/dt &= A_x(1 + y^n)^{-1} - xy, \\ dy/dt &= A_y(1 + x^n)^{-1} - xy. \end{aligned} \quad (6)$$

В зависимости от параметров  $A_x, A_y$  и  $n$  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

режимам. Переключение из одного состояния в другое возможно при изменении динамич. переменных  $x$  и  $y$  за счёт выпл. сля (словоное переключение) и за счёт временного изменения параметров за последующим возвращением их к исходным значениям (параметрич. переключение). Модель (6) используют для описания дифференциации клеток при эволюции организма и для исследования возможности параметрич. управления отогенезом.

С е л я е й в ы е у р а в н е н и я м а т е м . ф и з и к и (т. н. диффузионно-реакционные) применяются 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. яримерами 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 (о п т о г е н е з а). В рамках теории диссипативных структур эта задача сводится к параметрич. управлению и вынесению условий, при к-рых возникает еднств. структура при заданных (предопределённых генетически) параметрах; б) образование экологич. структур; предатрич. 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 автоколебательных процессов. В биологии к ним относятся: распространение нервных импульсов, перистальтич. волны в кишечнике и т. н. (при этом используют теорию автоволн в однородном пространстве); распространение волн возбуждения в сердечной мышце, в коре головного мозга, сетчатке глаза и т. н. (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 позитив. обратной связи (автокатализ), так и отрицательной (деминерование или ингибирование). Эти условия обеспечиваются за счёт нелинейных зависимостей скоростей ферментативных реакций от субстрата и скоростей ионного транспорта от электр. поля.

Биомеханика состоит из 3 частей: механики макроскопич. движений организма; гидродинамики кровообращения и выпл. дыхания; механики мышечного сокращения и выпл. механика 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. Пуазейлем (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, эластичность и т. н.) 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 суставов их упорядочивает по времени сокращений накладывая ограничения, выделяя наиболее одну степень свободы, именно ту, к-рая наиболее приспособлена для выполнения необходимой в данный момент функции. Аналогичные искусств. конструкции многоцелевого назначения используются реализованным в живой природе. Элементы биол. макроструктур (т. е. кости и хрящи скелета животных, стебли растений и т. д.) также обладают специфич.

кой: эти элементы механически гетерогенны и прочнее 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 яеркачку). 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 уравн. Пуазейля; при движении крови по капиллярам (микроциркуляции) эффективная вязкость и др. параметры не постоянны, а зависят от скорости окисления (дезоксигенации) гемоглобина и др. процессов; при движении дыхат. газов в ветвищейся 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 (втепьющие) 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 экзимерентах 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. выпл. стимула для каждого сокращения не требуется, управление осуществляется за счёт воздействия нервных импульсов на параметры автоколебаний.

Одн. из важнейших задачам 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. н. Эти вопросы важны и для теории др. развивающихся и самоорганизующихся систем (языки, социальные структуры и т. н.).

Исходной особенностью применения физ. идей в биологии является след. принцип: все явления, и т. ч. биологические, подчиняются осн. физ. законам. В физике накоплен опыт и развиты методы описания сложных систем, при этом часто используют предположение, упрощающее расчёты (и применительно к физ. явлениям оправданные). Так, в случае глобальной неустойчивости механич. систем оправдано предположение о молекулярном хаосе (равновесное *эродическое гипотеза*), следствием к-рого является термодинамика равновесных процессов. В физике твёрдого тела часто прибегают к методам усреднения, основанном на предположении о микропорядочности объекта. Но принцип использовать в Б. метод, оправданный себе в физике, как правило, не влечет к успеху. Успешными 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 учитываются актуальные 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.: Э. В. Копельман, Л. А., Проблемы биологической физики, 2 изд., М., 1977; Волькенштейн В. М., Молекулярная биофизика, М., 1975; его же, Общая биофизика, М., 1978; его же, Биофизика, М., 1981; Романовский Ю. М., Сельякова Ю. В., Чернышев Л. С., Математическое моделирование и биофизика, М., 1975; их же, Математическая биофизика, М., 1984; Павлиничкин Г. Р., Крынский В. И., Сельянов Е. Е., Математическая биофизика клетки, М., 1978.

**БИПОЛЯРОН** (от лат. bi-, в сложных словах — двойной, двойник и греч. pólos — ось, полюс) — система, состоящая из двух электронов проводимости, связанных между собой благодаря сильному взаимодействию со средой. Б. представляет собой 2 связанных попарно. Такое связывание возможно в жидкостях, кристаллах, аморфных веществах. Если во взаимодействии со средой доминирует элетрич. 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.,  $Ti_2O_3$  [3]), в некоторых соединениях линейных органич. молекул [4]. Пространственно-временные и энергетич. масштабы Б. иные, чем в куперовской паре. *Боже — Эйштейна конденсация* Б. может привести к близкостоящей сверхпроводимости, обладающей характерными особенностями.

Лит.: Вильеки В. Л., О биполярных состояниях свободных электронов в кристаллах, ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1459; 2) А. В. Гелсман В. В., Model for the electronic structure of amorphous semiconductors, «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 953; 3) Lakkis S. и др., Metal-insulator transitions in  $Ti_2O_3$  single crystals: crystal characterisation, specific heat and EPR, «Phys. Rev.», 1976, v. 14, p. 1429; 4) Селитин А. С. и др., ESR studies of polyrotol polymers: evidence for bipolarons, «Phys. Rev.», 1983, v. 28, p. 2140.

**БИСПИНОР** — дираковский спинор в представлениях, где матрица  $\gamma^0$  диагональна (см. *Дирака уравнение*).

Б. является четырёхкомпонентным столбцом — парой двухкомпонентных столбцов:

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi^{\alpha} \\ \chi^{\beta'} \end{pmatrix},$$

где индекс  $\alpha$  (нештрихованный) и  $\beta'$  (штрихованный) приобретают значения 1 и 2. По отношению к группе трёхмерных вращений  $\varphi^{\alpha}$  и  $\chi^{\beta'}$  являются обычными спинорами, преобразующимися по представлению  $D^{1/2}$  со спином  $1/2$ . Различие между ними проявляется при преобразованиях Лоренца: спиноры  $\varphi$  и  $\chi$  преобразуются по представлениям,  $k$ -ые 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.: Берестетский В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Вайнберг С. Дж., Дирак С. Дж., Реальтивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 1, М., 1978.

**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  $k$ -ых с помощью  $l$  сообщений тогда  $n$  — это можно выделить, опреде. состояние. Так, чтобы указать к.-л. клетку из 64 клеток шахматной доски, необходимо  $n=6$  бит информации (верхняя или нижняя половина доски, левая или правая часть е и т. д.). Последовательность из 8 Б. наз. байт о м.

**БИФУРКАЦИЯ** (новолат. bifurcatio, от лат. bifurcus — раздвоенный) — приобретение нового качества движением *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 (Н. 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 достаточной параметр. области их существование 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  $T_n$  вплоть до нек-рой разности темп-р  $T_n - T_b$  не приводит к появлению макроскопич. движения жидкости (тепловой поток между нижней и

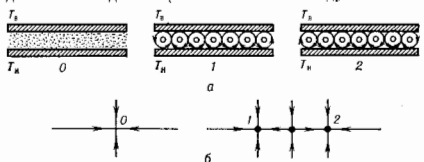


Рис. 1. Тепловое конвекция в подогреваемом снизу плоском слое жидкости: а — состояние 0 при  $(T_n - T_b) < \Delta T_{кр}$  — жидкость покоится; состояний 1 и 2 при  $T_n - T_b > \Delta T_{кр}$  зависит от начальных условий; б, в — соответствующие фазовые портреты.

верхности системы обесценивается за счёт молекулярного теплопереноса); при некром же значении  $T_n - T_b = \Delta T_{кр}$  возникает ячеистая конвекция (рис. 1). В матем. модели (в исходных уравн.х гидродинамики или их конечномерных аппроксимациях) возникновению таких ячеек соответствует Б. рождению новых состояний равновесия (соответствующих ячеистой структуре).

Математическая 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

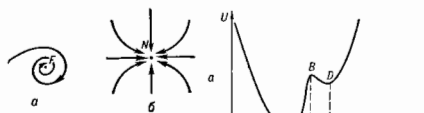


Рис. 2. Фазовые портреты системы  $x + kx + k < 2$  и  $x + kx + k > 2$ ; а — при  $k < 2$ ; б — при  $k > 2$ .



Рис. 3. а — схема движения шарика в потенциальной яме с «подложкой»; 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



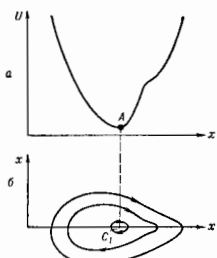


Рис. 4. а — схема движения шарика после бифуркации; б — фазовый портрет.

рестройка отд. движений динамич. системы. Простейшими и наиб. важными из них являются Б. состояния равновесия и периодич. движений.

имеют вид скручивающихся спиралей, а при большом — парабол (рис. 2). Эти кажущиеся, на первый взгляд, различными фазовые портреты введённых 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. локальные. Это Б., при к-рых происходит перестройка отд. движений динамич. системы.

Бифуркации состояний равновесия. 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*<sub>2</sub> 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 статиц. колебаний к автоколебат. режиму (см. Автоколебания). В этом случае на фазовой плоскости (*x*, *z*) из устойчивого фокуса и начале координат при коэф. затухания  $\alpha \geq 0$  рождаются предельный цикл (табл. 1, строка 4), амплитуда к-рого при малых  $\alpha$  порядок  $\sqrt{\alpha}$ , а фокус становится неустойчивым.

3) Рождение из одного равновесного состояния трёх состояний равновесия (спонтанное ярушение симметрии). Напр., изменению движения шарика в ямке при повороте на дуг желоба бугорка соответствует Б., при к-рой из вырожденного состояния равновесия типа центр (рис. 5, а) возникают три состояния равно-

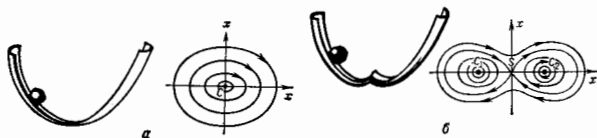
Табл. 1. — Рождение периодических движений

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-ние для амплитуд генератора Ван дер Поля, находящегося под действием период. силы $\dot{x} = \mu [1 - (a^2 + b^2)] - \Delta \omega b - a$ $\dot{b} = b [1 - (a^2 + b^2)] - \Delta \omega a$ ( $\Delta \omega$ — расстройка частоты)	В исходных (неусреднённых) ур-ниях $\ddot{x} - \mu(1-x^2)\dot{x} + x = A \sin \theta$ , $\theta = \omega t$ этой бифуркации соответствует рождение тора, что в эксперименте отмечает переход от неавтономного осциллятора из режима синхронизации в режим бифуркации
2. . . .				Ур-ние Ван дер Поля — Дюффинга $\ddot{x} = \mu(1-x^2)\dot{x} + x - x^3 = 0$	Для стационарных сред в неравновесных средах такой Б. соответствует переход от квазигармонич. волны к солитону и затем — киндальной 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 Амброза — 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

веса — седло  $S$  и центры  $C_1$  и  $C_2$  (рис. 5, 6). 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,  $\mu$  — параметр,  $x(\mu)$  — состояние равновесия] малые возмущения  $\xi$  описываются ур-нием  $\dot{\xi} = A(\mu)\xi$ , где  $A(\mu) = \partial X/\partial x(\mu)$ ,  $\mu/\partial x$ . Если корни  $\lambda_\mu$  характеристич. ур-ния для  $\det [A(\mu) - \lambda E] = 0$  (где  $E$  — единичная матрица)

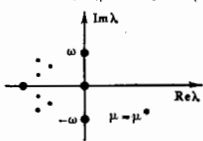
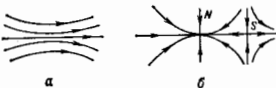


Рис. 6. Комплексная плоскость с изображением  $\lambda_\mu$  (точки).

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  $\mu$ , равном критич. значению  $\mu^*$ , один или неск. корней попадает на мнимую ось комплексной плоскости. Всем Б. исчезновения или рождения состояний равновесия соответствует прохождение одного или неск. корней через ось. Одна из возможных 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. 7. Рождение двух состояний равновесия — седла  $S$  и узла  $N$ : а — фазовый портрет до бифуркации; б — фазовый портрет после бифуркации.

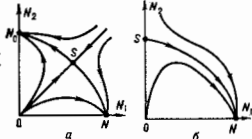


видов с численностями  $x_1, x_2$ , нитающимися из одного источника (рис. 8). Соответствующие кинетич. ур-ния, описывающие изменения численностей, — это:

$$\dot{x}_{1,2} = [1 - (x_{1,2} + p_{1,2} x_{1,2})].$$

При  $p_1, p_2 > 1$  в системе возможна конкуренция в борьбе за существование любого из видов. При уменьшении же одного из параметров  $p_1, p_2$  до значений меньшего 1, при произвольных нач. условиях будет выживать лишь вид, определённый (рис. 8, б). Аналогич. ур-ниями описывается конкуренция типов колебаний (мод) в лазерах, структурах разных типов, возникающих в жидкостях при тепловой конвекции, и т. д.

Рис. 8. Фазовые портреты кинетических уравнений: а — при  $p_1 < 1, p_2 > 1$ ; б — при  $p_1, p_2 > 1$ .



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  $\mu$ ,

меньших (больших) критического  $\mu^*$  и достаточно близких к нему, существует периодич. решение, к-рое при  $\mu \rightarrow \mu^*$  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  $T \rightarrow \infty$  (или частота  $\omega \rightarrow 0$ ) при  $\mu \rightarrow \mu^* \rightarrow 0$ , 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 модуляр. 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).

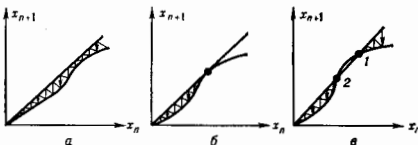


Рис. 9. График отображения Пуанкаре секущей  $x=0$  для автогенератора с жёстким возбуждением: а — устойчивые колебания отсутствуют — предельных циклов нет; б — момент бифуркации — график функции касается биссектрисы; в — устойчивые 1 и неустойчивые 2 движения.

Б. 3-й группы встречается, как правило, в системах, зависящих от двух и более параметров (табл. 1, строка 5).

Бифуркации смены устойчивости периодич. движения. 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 рассматриваем-

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.: $\ddot{x} - k\dot{x} + (1 + b \cos \theta)x + x^3 = 0$ $\theta = \omega$	Бесконечная цепочка бифуркации удвоения периода — один из видов периодических ветвей в неавтономных системах. Поведение в реальных системах
2. Рождение двухчастотных колебаний				Генератор Ван дер Поля под действием внеш. силы $\ddot{x} - \mu(1 - x^2)\dot{x} + x = A \sin \theta$ $\theta = \omega$	При $\alpha = \pi n / q$ (где $n, q$ — целые числа, а $\alpha \neq 0$ ; $l; 2\pi/3; \pi/2$ ) рождается тор, в центре располагается устойчивое и неустойчивое периодич. движение. При $\alpha = 0$ ; $\pi; 2\pi/3; \pi/2$ рождение 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 перемещения имеет два минимума, находящихся под действием внеш. силы

мого периодич. движения за период  $T$  (см. также *Параметрический резонанс и Устойчивость колебаний*). Математические мультипликаторы — это собств. значения матрицы  $sxR$   $RT$ , характеризующей решение  $Z(t) = C(t) \exp R t$  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 уравн.ми, явно независимыми 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 значен.х 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. В. 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 В. из исходного периодич. движения рождается устойчивое периодич. движение приблизительно удвоенного периода, а исходный режим становится неустойчивым. Появление двухчастотных колебаний в фаз. 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 ветрется 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 динамика системы переходит в режим *стохастических колебаний*. Термин «Б.» иногда используют для обозначения перестроек таких оборотов, к-рые не меняются во времени; в этом случае употребляется также термин «катастрофа» (см. 212 *Катастроф. теория*).

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хаинкин С. Э., *Теория колебаний*, 3 изд., М., 1981; Теория бифуркаций динамических систем на плоскости, М., 1967; Арнольд И. И., *Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений*, М., 1978; его же *Теория катастроф*, 2 изд., М., 1983; Марсен Д., Мак-Кракен М., *Бифуркации рождения цикла и ее приложения*, пер. с англ., М., 1980; Хайен Х., *Синергетика*, пер. с англ., М., 1980; Рабинович М. И., Турбченко В. Д., *Введение в теорию колебаний и волн*, М., 1984.

В. С. Абрайлович, М. И. Рабинович.

**БИЭКСИТОН** — связанное состояние двух экзитонов (простейший экзитонный комплекс), напр. *Френкеля экзитон* или *Ванье — Мотта экзитон*. Б., образованные из двух экзитонов Френкеля, наблюдались в антиферромагнитной  $\alpha$ -модификации кристаллического  $O_2$  [1]. Наиб. исследованы Б. Ванье — Мотта [2]. Эти четырехчастичные образования занимают по энергии связи промежуточное положение между молекулой  $H_2$  и биозитроном (см. *Политроны*). Б. существует во всей области значений параметра  $\alpha \approx m_1^*/m_2^*$  ( $m_1^*, m_2^*$  — эффективные массы электрона и дырки). Предсказывается, что  $m_2^* < m_1^*$ , т. е.  $0 < \alpha < 1$ . При этом его энергия связи  $E_B$  монотонно возрастает от  $E_B \approx 0,02 E_{эк}$  ( $E_{эк}$  — энергия связи каждого экzitона Ванье — Мотта) при  $\alpha = 1$  (биозитрон) до  $E_B \approx 0,35 E_{эк}$  при  $\alpha \rightarrow 0$  (молекула  $H_2$ ). По-видимому, при  $\alpha \sim 4$  величина  $E_B$  может значительно усиливаться 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 разорваны прямые излучательные (безфононные) переходы в осн. состоянии экзитона, обнаруживаются по спектрам люминесценции, отмеченным переходам  $B. \rightarrow$  экзитон; они наблюдаются также в спектрах поглощения, соответствующих обратным переходам экзитон — Б. Высокая интенсивность линий, т. е. большая вероятность этих переходов, обеспечивается тем, что им отвечает *высокая сила осциллятора*, к-рая в расчёте на один рождающийся Б. примерно рав-

па силе осциллятора экситонного перехода в объеме кристалла порядка объема  $B$ . [3].  $B$  имеют короткое время жизни. Др. путь обнаружения  $B$  состоит в наблюдении их двухфотонного рождения (см. *Многофотонные процессы*), вероятность к-рого резонансно велика из-за малости  $\epsilon_B$  [4]. Такие процессы изучены на  $B$  в  $SnCl$  и  $CuBr$  [5].

В полупроводниках с многодолинной структурой спектра типа  $Si$  и  $Ge$  (см. *Многодолинные полупроводники*) образованием заметных концентраций  $B$ . препятствует конкуренция с электронно-дырочными парами (см. *Электронно-дырочная жидкость*), обладающими большей энергией связи, чем  $B$ . В  $Si$   $B$  были обнаружены только при сильной одноосной деформации, связующей вырождение зон и вследствие этого повышающей стабильность  $B$ . по сравнению с каллами. В р. к. эффективно парное взаимодействие между  $B$ . в т. д. случаев соответствует отталкиванию, высказано предположение о возможности их бозе-конденсации [6].

Если рассматривать термин «экситон» в широком смысле этого слова как бестоковое одноименное элементарное возмущение в кристалле, то к  $B$ . должны быть отнесены также связанные состояния двух магнонов (спиновые комплексы  $B$  ете) или двух фононов (б и ф о н о н ы). Возможны также гетерокомплексы — связанные состояния двух экситонов разл. типа, напр. в б р о н — связанное состояние молекулярного электронного экситона и внутр. фонона (см. *Вибронные возбуждения* в молекулярных кристаллах). Механизм взаимодействия зависит от природы экситонов, образующих  $B$ ., напр. для бифононов он определяется ангармонизмом колебаний кристаллич. решетки. Бифононы наблюдались в кристаллич. парахидроде [7] и ряд др. кристаллов [7]. Связанные состояния электронного экситона и магнона обнаружены в антиферромагнетиках [8].

Лит.: 1) Г а й д и д е й Ю. Б. и др., Гимнолекулярные экситонные состояния в альфа-нитролорде, «Известия в ИТФ», 1973, т. 18, с. 184; 2) М о с к а л е в к о С. А., К теория экситонов Мотта в щелочно-галогенных кристаллах, «Физика и спектроскопия», 1958, т. 5, с. 147; 3) Р о г о д и н А. А., Р а з и н а Б. И., Влияние взаимодействия экситонов на экситонные спектры, «Известия в ИТФ», 1973, т. 17, с. 690; 4) Н а н а и ш т а Е. Е., Giant two-photon absorption due to exciton molecules, *Solid State Commun.*, 1973, т. 12, p. 351; 5) Т р о н о Д. Ж., В. Х е н е р а г е Б., Л е в и Р., Взаимодействие в  $SnCl$  и родственн. системах, в кн.: Экситоны, под ред. Э. И. Рашбы и М. Д. Стрелца, М., 1985; 6) Т и м о ф е е в В. Б., Свободные многочастичные электронно-дырочные комплексы в неупорядоченных полупроводниках, там же; 7) В е л о у с о в М. В., Коллебельные экситоны Френкеля, там же; 8) Т а н а б е Ю. А., Я г л и г К., Экситоны в магнитных диэлектриках, там же. Э. И. Рашбо.

**БЛАГОРОДНЫЕ МЕТАЛЛЫ** — 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 соизучающиеся ей в природе.  $Ag$  и  $Au$  высоко пластичны, остальные  $B$ . м. отличаются тугоплавкостью ( $T_{пл}$  ок. 1800°С и выше). Многие  $B$ . м. при сплавлении друг с другом образуют твердые растворы [напр.,  $Au$  и  $Ag$  (кубич. трансцентрир. решетка),  $Os$  и  $Ru$  (гексагональные решетки),  $Rh, Pd, Ir$  и  $Pt$  (кубич. трансцентрир. решетка)].

Хорошая электропроводность, стойкость к коррозии, высокая темп-ра плавления и отражат. способность  $B$ . м. и их сплавов определяют их широкое применение. Из них изготовляют разл. контакты, сопротивляющиеся с малыми температурным коэф. и термодле (в паре с медью). Покрытие из  $Au$  в  $0,01$ — $0,02$  мкм наносит на внеш. поверхности космич. кораблей и спутников для улучшения отражения им зар.-магн. излучения Солнца. Из  $Ag$  изготовляют зеркала высокого качества. Чистую платину и ее сплавы применяют в термометрии (термометры сопротивления, термомары). Из сплавов  $Os$  и  $Ir$  делают износостойчивые детали приборов (напр., стрелки компасов). Из сплава  $Pt$  (90%) и  $Ir$  изготовлены эталоны метра и килограмма. С. С. Бердников.

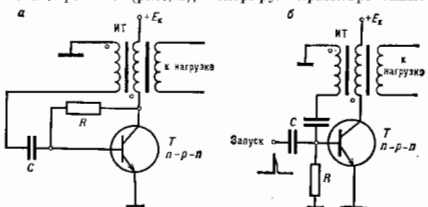
**БЛАНКЕТ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА** — одна из осн. частей *термоядерного реактора*, спец. оболочка, окружающая плазму, в к-рой происходит термоядерные реакции и к-рая служит для утилизации энергии термоядерных нейтронов.

**БЛЕСК** — характеристика свойства поверхности, отражающей свет.  $B$ . обусловлен зеркальным отражением света от поверхности, происходящим обычно односторонне с рассеянием (диффузным) отражением. Глаз человека воспринимает зеркальное отражение на фоне диффузного, и количественная оценка  $B$ . определяется соотношением между интенсивностями зеркально и диффузно отраженного света. Передко  $B$ . характеризуется качественными признаками, напр. металлический  $B$ ., алмазный, стеклянный и т. п. Строго научного определения понятия  $B$ . и его количественной меры не существует.

**БЛЕСК** и б е с е п о г о с в е т л а — *освещенность*, создаваемая светлом на нормальной к падающим лучам плоскости в зрнке наблюдения. Логарифмич. единицей измерения  $B$ . является *звездная величина*.

**БЛИЗКОДЕЙСТВИЕ** — см. *Взаимодействие*.

**БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОР** (англ. Blocking, букв. — задерживание) — резакца. генератор импульсов, выполняющий как одностакный усилитель с трансформаторной обратной связью. Может работать в автоколеб. режиме (рис., а), генерируя кратковременные



Схемы блокинг-генераторов: а — автоколебательном режиме; б — в ждущем режиме.

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  $B$ -г. (лампа, транзистор) потребляет энергию только во время генерации импульсов. В промежуток между импульсами происходит процесс перезарядки — 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.

$B$ -г. имеет высокую стабильность частоты повторения импульсов. Для увеличения стабильности в базовую цепь вводит колеб. контур или разомкнутую *линию задержки*.  $B$ -г. хорошо синхронизируется внеш. периодич. сигналом, его можно использовать для деления частоты. В ждущем режиме  $B$ -г. применяют как формирователь импульсов с короткими фронтами и срезом. Запуск осуществляется подачей отрицательного импульса в базовую

цель (рис. б) или на дополнит. обмотку ИТ. Усилитель в Б. г. может быть выполнен в виде *интегральной схем.*, к-рая соединяется с ИТ.

Лит.: Ицхоки Я. С., Овчинников Н. И., Импульсные цифровые устройства, М., 1972; Ерофеев Ю. П., Основы импульсной техники, М., 1979; Гольденберг Л. М., Импульсные устройства, М., 1981.

**БЛОХА ЗАКОН** (закон  $3/2$ ) — температурная зависимость самопроизвольной намагниченности  $M$  для ферромагнетиков в области темп-р  $T \ll T_C$  ( $T_C$  — Кюри точка), имеющая вид:

$$M(T) = M(0) [1 - \alpha (T/T_C)^{3/2}],$$

где  $\alpha$  — 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  $T=0K$ ) за счёт теплового движения атомов. При низких темп-рах это нарушение можно представить в виде совокупности элементарных возмущений — *магнонов*, число к-рых растёт пропорционально  $T^{3/2}$ . Б. з. выполняется, если осн. вклад в изменение намагниченности вносят магноны с зависимостью энергии  $\mathcal{E}$  от волнового вектора  $K$  (*дисперсия законом*) вида:  $\mathcal{E}(K) \sim K^2$ . Это имеет место, когда  $kT$  больше характерной энергии *магнитной аннизотропии*. 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.: Винославский С. В., Магнетизм, М., 1974; Кривчик Г. С., Физика магнитных сплавов, 2-й изд., М., 1985; Влох Ф., Theory of ferromagnetism, «Z. Phys.», 1930, no. 65, H. 3-4, S. 208.

**БЛОХА ЛИНИЯ** (блеховская линия) — слой в доменной стенке (ДС) ферро- или ферримагнетика, в к-ром происходит изменение направления *намагниченности*  $M$  при переходе от участка стенки (субдомена) с одной полярностью к участку с др. полярностью (напр., от левонаправленной блеховской стенки к правонаправленной; см. *Блеховская стенка*). Термин введён де Бауа и Грамом (R. W. de Baat, C. D. Graham, 1958). Б. л. наблюдается 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  $M$  ориентирована параллельно поверхности плёнки, образование Б. л. может быть выгодно энергетически. В этом случае поворот  $M$  в ДС, происходящий

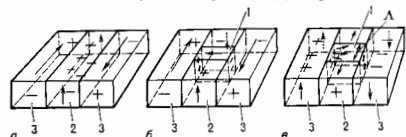
образованием структуры стенки. Эти причины являются основными в плёнках с доменами, в к-рых намагниченность перпендикулярна поверхности плёнки (рис. в), напр. в плёнках материалов с *цилиндрическими магнитными доменами* (ЦМД-плёнках). Блеховские линии наз. вертикальными (изображены на рис. б и в) или горизонтальными, если они перпендикулярны (соответственно параллельны) поверхности плёнки. Термины введены А. Малозёмовым и Дж. Слоуэнсом (А. P. Malozemoff, J. C. Slonczewsky, 1972). Возможны два типа энергетически эквивалентных Б. л., соответствующих двум противоположным направлениям вращения  $M$  — 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 блеховская точка (см. *Блеховская точка*).

Б. л. обладают конечной толщиной  $\delta$  и энергией  $\mathcal{E}$  (рассчитывается на единицу длины линии). Для вертикальной блеховской линии в ЦМД-плёнке  $\mathcal{E} = (A/2\pi M_s^2)^{1/2} \cdot \mathcal{E} = 8AM_s(2\pi/K)^{1/2}$ , где  $A$  — параметр обменного взаимодействия,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $K$  — константа одноосевой магнитной аннизотропии. С Б. л. связывают существование скоростной 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; Малозёмов А., Слоуэнски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982.

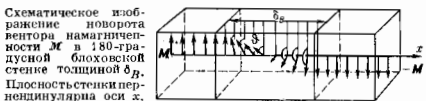
**БЛОХА СТЕЙКА** (блеховская стенка, блеховская доменная граница) в широком смысле — область (слой) внутри магнитоупорядоченного вещества (ферромагнетика, ферримагнетика или слабого ферромагнетика), разделяющая смежные *домены*. Внутри этой области происходит поворот вектора намагниченности  $M$  от 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  $M$  остаётся непрерывной, т. е. на поверхности Б. с. не возникают магнитостатич. полюсы. Этим Б. с. существенно отличается от др. доменных стенок, напр. *неделевских* (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  $M$  поворачивается на  $180^\circ$ , оставаясь параллельным плоскости слоя (180-



Схематическое изображение блеховской линии (1) в магнитоупорядоченных плёнках с осью лёгкого намагничивания, параллельной (а и б) и перпендикулярной (в) плоскости плёнки. Стрелками показана ориентация намагниченности  $M$  в доменах (3) и средних плоскостях блеховских стенок (2) и линия, 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  $M$  поворачивается, но 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 предисторией магн. состояния плёнки или с динамич. пре-



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  $M$  при переходе через Б. с. в ряде случаев [напр., 90-градусные Б. с. в Fe, параллельные плоскости типа (111)] вектор  $M$  описывает поверхность кругового конуса.

Образование Б. с. влечёт за собой увеличение плотности обменной энергии и энергии аннизотропии. Чем уже переходный слой, тем больше обменная энергия и меньше энергия аннизотропии на его создание. В результате конкуренции обменного взаимодействия и магнитной аннизотропии устанавливается равновесное распределение вектора  $M$  внутри Б. с. (микроструктура Б. с.).

В магнетиках с одноосной магн. анизотропией Б. с. является 180-градусной и поворот в ней вектора  $M$  описывается Ф-лой

$$\sin \phi(x) = \pm \left[ \frac{ch(x/\sqrt{A/K})}{A} \right]^{-1},$$

где  $\phi$  — угол между  $M$  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  $M$  по часовой стрелке и против неё (правое и левовращающее относительно нормали к Б. с.).

Расстояние вдоль нормали к Б. с., на к-ром осуществляется поворот вектора  $M$ , 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  $A = 2.1 \cdot 10^{-11}$  Дж/м,  $K = 9.10^8$  Дж/м<sup>3</sup>,  $\delta_B = 150$  А и  $\sigma = 4 \cdot 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup>.

В магнитомногомом кристалле на микроуровне 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  $M$  может быть асимметричным относительно плоскости, нормальной к поверхности плёнки. Возможна также стыковка двух Б. с. с разной полярностью, что ведёт к образованию т. н. стенки с неровной полярностью. Переходной слой, образующийся в области стыковки, наз. *блоховской линией* (см. *Блоха линия*).

Б. с. обладает инерционными свойствами. Им приписывают эффективную массу.

Лит.: Виносовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981, с. 250.

**БЛОХА ТЕОРЕМА** — 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  $U(r)$  ( $r$  — пространственная координата) — Ф-ция с периодом  $a$  кристаллич. решётки:  $U(r+a) = U(r)$ , где  $a = n_1 a_1 + n_2 a_2 + n_3 a_3$ ;  $a_1, a_2, a_3$  — основные (базисные) векторы решётки;  $n_1, n_2, n_3$  — целые числа ( $\geq 0$ ), то решения  $\psi(r)$  одноэлектронного Шрёдингера уравнения (*адиабатическое приближение*)

$$\hat{H}\psi(r) = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r) \right] \psi(r) = \mathcal{E}\psi(r) \quad (1)$$

( $\mathcal{E}$  — энергия частицы) имеют вид:

$$\psi_k(r) = e^{ikr} u_k(r). \quad (2)$$

Здесь  $k$  — 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  $\psi(r)$  — решение ур-ния (1), соответствующее стационарному состоянию электрона с энергией  $\mathcal{E}$ , то  $\psi(r+a)$  также является его решением, причём  $\psi(r+a) = C_a \psi(r)$ , где  $C_a = \pm 1$ .

Если стационарному состоянию с энергией  $\mathcal{E}$  соответствует неск. разл. волновых Ф-ций  $\psi(r)$  (т. е. состояние с энергией  $\mathcal{E}$  — вырожденное), то волновая Ф-ция  $\psi(r+a)$  является линейной комбинацией всех совств. Ф-ций  $\psi(r)$ , отвечающих вырожденному уровню  $\mathcal{E}$ . В этом случае  $C_a = e^{ik_a a}$ , причём волновой вектор  $k$  определён с точностью до вектора *обратной решётки*  $g$ . Т. о., в случае вырождения имеем:

$$\psi(r+a) = e^{ik_a a} \psi(r). \quad (3)$$

Ф-ции, удовлетворяющие условию (3) (условию Блоха), называются *блоховскими Ф-циями*.

Подставляя (2) в ур-ние Шрёдингера (1), получим ур-ние для  $u_k(r)$ :

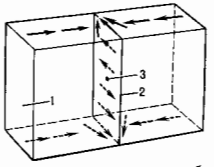
$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} (\nabla + k)^2 + U(r) \right] u_k(r) = \mathcal{E}_k U(r), \quad (4)$$

к-рое имеет бесконечный ряд решений  $u_{k\alpha}(r)$ . Индекс  $\alpha$  нумерует решения при заданном  $k$ . Волновым Ф-циям (2) при заданном  $k$ , т. о., соответствуют дискретные значения энергии:  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_k(k)$ ,  $k = 1, 2, \dots$  Индекс  $s$  — номер энергетич. зоны; зависимость  $\mathcal{E}_k$  от  $k$  при фиксированном  $s$  называется *дисперсией* законом частицы в  $s$ -й зоне (см. *Зонная теория. Блоховские электроны*).

Лит.: Займа и Дж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1973; Лифшиц и Е. М., 1978. И т а в с к и й Л. И., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978.

**БЛОХА ТОЧКА** (блоховская точка) — сингулярная точка на блоховской линии (см. *Блоха линия*), отделяющая два участка этой линии с противоположными направлениями разворота вектора намагниченности  $M$  на них (рис.).

На сфере бесконечно малого радиуса с центром в Б. т. можно найти все возможные направления  $M$ . Это означает, что в самой Б. т. вектор  $M$  резко меняется, так



Схематическое изображение блоховской точки (3) на блоховской стенке, содержащей вертикальную блоховскую линию (2). Средним изображено распределение  $M$  в средней плоскости вертикальной блоховской стенки (1) вблизи блоховской точки.

что градиент Ф-ции  $M(r)$  ( $r$  — радиус-вектор точки образна) 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.  $\mathcal{E}_{Б.т.}$  (разность энергий блоховской линии при наличии и отсутствии Б. т.) оказывается конечной:

$$\mathcal{E}_{Б.т.} = 2\pi A^{3/2} K^{-1/2} \left( 1\pi \frac{K}{2\pi M_2^2} + 1,90 \right),$$

где  $A$  — параметр обменного взаимодействия,  $K$  — константа магнитной анизотропии,  $M_2$  — намагниченность насыщения.

Б. т. играет важную роль в теории *доменных стенок*. Лит.: Малозёмов А., Слонауски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982.

**БЛОХА УРАВНЕНИЕ** — ур-ние квантовой статистики для ненормируемого *статистического оператора* квантового канонического распределения Гатсона:  $\rho = \exp(-\beta \hat{H})$ ,  $\beta = 1/kT$ ,  $T$  — темп-ра. Установлено Ф. Блохом (F. Bloch) в 1932. Б. у. имеет вид:  $\partial \rho / \partial \beta = -\hat{H} \rho$  с нач. условием  $\rho|_{\beta=0} = 1$ . Б. у. аналогично ур-нию Шрёдингера для мнимого времени и формально переходит в него при замене  $\beta$  на  $it/\hbar$ , где  $t$  — время. Эта формальная аналогия позволяет использовать методы квантовой механики в квантовой статистике.

**БЛОХА ФУНКЦИИ** — см. в ст. *Блоха теория. Блоховские электроны*.

**БЛОХА — ГРЮНДИЗЕНА ФОРМУЛА** — описывает температурную зависимость той части уд. электросопротивления  $\rho$  металлов, к-рая обусловлена рассеянием электронов на тепловых колебаниях кристаллич. решётки (*фононах*):

$$\frac{1}{\rho} = \frac{9\pi^4}{\hbar k} \cdot \frac{c^2}{\theta_D} \cdot \frac{m^*}{M} \cdot \frac{1}{(ak_0 a)^2} \cdot \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^5 F_2 \left( \frac{T}{\theta_D} \right);$$

$$F_2(x) = \int_0^x \frac{x'}{(e^{x'} - 1)(1 - e^{-x'})^2} dx'$$

Здесь  $e$  и  $m^*$  — заряд и эффективная масса электрона проводимости,  $n$  — концентрация электронов,  $T$  — температура,  $\theta_D$  — Дебая температура,  $M$  — масса атома металла,  $K_0 \sim 1-10$  эВ,  $\alpha$  — постоянная решетки,  $K_0 = 2\pi (3n/8\pi)^{1/3}$ . Б. — Г. ф. получена (1930) независимо Э. Гроувингеном (E. Grüneisen) и Ф. Блохом (F. Bloch). Она приводит для  $T < \theta_D$  к зависимости  $\rho \sim T^3$ , 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. решетки, служит для грубых оценок  $\rho$ .

Лит. см. при ст. *Металлы*.

**БЛОХОВСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ** — электроны в периодич. поле кристаллич. решетки, волновые ф-ции к-рых являются блоховскими ф-циями:

$$\Psi_{sk}(\mathbf{r}) = u_{sk}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{r}$  — пространственная координата,  $u_{sk}$  — ф-ция, обладающая периодичностью решетки,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $s$  — номер энергетич. зоны (см. *Зонная теория*). Волновая ф-ция Б. э. удовлетворяет *Блоха теореме*

$$\Psi_{sk}(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{a}} \Psi_{sk}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где  $\mathbf{a} = n_1\mathbf{a}_1 + n_2\mathbf{a}_2 + n_3\mathbf{a}_3$  — базисные векторы кристаллич. решетки,  $n_1, n_2, n_3$  — целые числа, и периодична и обратном пространстве вследствие эквивалентности состояний с волновыми векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k} + \mathbf{g}$  ( $\mathbf{g}$  — вектор обратной решетки).

Волновые ф-ции Б. э. представляют собой решения одночастичного *Шрёдингера уравнения* с периодич. потенциалом  $U(\mathbf{r})$ . Это уравн. при заданном  $\mathbf{k}$  имеет бесконечный ряд разл. решений, отвечающих бесконечному ряду дискретных значений энергии  $\mathcal{E}_s(\mathbf{k})$  (индекс  $s$  нумерует эти решения). Зависимость энергии Б. э.  $\mathcal{E}$  от волнового вектора  $\mathbf{k}$  при заданном номере энергетич. зоны  $s$  наз. *дисперсией* закона Б. э. Ф-ции Блоха с различными  $s$  и  $\mathbf{k}$  взаимно ортогональны и подчиняются Блоха теореме. Из ортогональности  $\Psi_{sk}$  с различными  $s$  и одинаковыми  $\mathbf{k}$  следует также ортогональность ф-ций  $u_{sk}$ :

$$\int u_{sk}^*(\mathbf{r}) u_{s'k}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}^3 = \delta_{ss'}, \quad (3)$$

где  $\delta_{ss'} = 1$  при  $s = s'$  и 0 при  $s \neq s'$ , а интегрирование ведётся по одной *элементарной ячейке* кристалла.

Периодич. потенциал  $U(\mathbf{r})$ , определяющий свойства Б. э., есть самосогласованный потенциал, включающий в себя взаимодействия между всеми электронами и янами, образующими кристаллич. решётку. В этом смысле Б. э. представляет собой *квазиклассич.* т. е. частицу, находящуюся в самосогласованном поле окружающих частиц. Обычно при решении многочастич. задачи о поведении электронов в кристалле сначала разделяют движение ионов и электронов (*диабатическое приближение*), а затем с помощью самосогласованной процедуры (см., напр., *Хартри — Фока метод*) находят потенциал  $U(\mathbf{r})$ . Т. о., с помощью ур-в движения поля  $U(\mathbf{r})$  многочастичная задача сводится к одноэлектронной.

**Свойства Б. э. Квазинималые и энергия.** Волновые ф-ции Б. э. обнаруживают сходство с волновыми ф-циями свободных электронов  $\psi = \text{const} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ ; их можно представить как промодулированные по амплитуде плоские волны. Роль сохраняющегося импульса  $\mathbf{p}$ , определяющего поведение волновой ф-ции свободного электрона при трансляции на вектор  $\mathbf{a}$ :  $\Psi(\mathbf{r}) \rightarrow \Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a})$ , у Б. э. играет квазинималус  $\hbar\mathbf{k}$ .

Истинного сохраняющегося импульса у Б. э. нет, т. к. в силовом поле законов сохранения импульса не выполняется — квазинималус сохраняется с точностью до вектора обратной решетки. Так, напр., при столкновении двух электронов  $\hbar\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \hbar\mathbf{k}'_1 + \hbar\mathbf{k}'_2 + \hbar\mathbf{g}$ ,

где  $\hbar\mathbf{k}_1, \hbar\mathbf{k}_2, \hbar\mathbf{k}'_1, \hbar\mathbf{k}'_2$  — квазинималусы Б. э. до и после столкновения. В состоянии с заданным квазинималусом  $\hbar\mathbf{k}$  истинный импульс Б. э. может иметь (с разл. вероятностями) бесконечное число значений вида  $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{g})$ . Это следует из возможности разложения периодич. ф-ции  $u_{sk}(\mathbf{r})$  в ряд Фурье, после чего волновая ф-ция Б. э. приобретает вид:

$$\Psi_{sk} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{sk}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \sum_{\mathbf{g}} a_{\mathbf{g}}(\mathbf{k} + \mathbf{g}) e^{i\mathbf{g}\cdot\mathbf{r}}. \quad (4)$$

Коэф. разложения  $a_{\mathbf{g}}$  суть амплитуды вероятности того, что импульсы имеет значение  $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{g})$ . Тот факт, что коэф. разложения зависят только от суммы  $(\mathbf{k} + \mathbf{g})$ , выражает свойство периодичности волновой ф-ции в обратном пространстве.

Энергия Б. э. также периодична в обратном пространстве:

$$\mathcal{E}_s(\mathbf{k} + \mathbf{g}) = \mathcal{E}_s(\mathbf{k}) \quad (5)$$

и, кроме того, обладает симметрией, связанной с симметрией кристаллич. решетки. При этом, однако, независимо от наличия или отсутствия в данном кристалле центра инверсии:

$$\mathcal{E}_s(\mathbf{k}) = \mathcal{E}_s(-\mathbf{k}). \quad (6)$$

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  $\mathcal{E}_s(\mathbf{k})$ , т. е. как движение классич. частицы со сложным законом дисперсии. Гамильтониан Б. э.:

$$\hat{\mathcal{H}} = \mathcal{E}_s(\mathbf{k}) + V(\mathbf{r}). \quad (7)$$

где  $V$  — потенциал внеш. поля. Ур-ния движения при этом имеют вид:

$$\dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial V}{\partial \mathbf{r}}; \quad \mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{E}(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}, \quad (8)$$

а связь между действующей на Б. э. силой  $\mathbf{F}$  и ускорением:

$$\frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 \mathcal{E}(\mathbf{k})}{\partial k_\alpha \partial k_\beta},$$

где

$$m_{\alpha\beta}^{-1} = [\partial^2 \mathcal{E}(\mathbf{k}) / \partial k_\alpha \partial k_\beta]^{-1}$$

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 этой скорости Б. э. является периодич. ф-цией и обращается в нуль на границе *Бриллюэна зоны*.

Лит.: Зайян Я. и 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.

**БОГОЛЮБОВА КАНОНИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ** — линейные преобразования операторов уничтожения и рождения частиц к операторам уничтожения и рождения квазичастиц для неидеальных ферми- и бозегазов. Предложены Н. Н. Боголюбовым в 1947 году для бозе-газа и в 1958 году ферми-газа.

Для неидеального бозе-газа Б. к. п. таковы:

$$\begin{aligned} b_k &= u_k \xi_k + v_k \xi_{-k}^+, \\ b_k^+ &= u_k \xi_k^+ + v_k \xi_{-k}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $b_k, b_k^+$  — операторы уничтожения и рождения частиц в состоянии с импульсом  $\mathbf{k}$ , удовлетворяющие перестановочным соотношениям Бозе статистики,  $\xi_k, \xi_k^+$  — операторы уничтожения и рождения элементар-

ных возмущений с импульсом  $k$ . Ф-ции  $u_k, v_k$  связаны соотношением  $u_k^2 - v_k^2 = 1$ ,  $k$ -рое обеспечивает бозе-ликий характер операторов. В. к. и. (1) позволяют возмущить энергетич. спектр слабо возмущённых состояний неидеального бозе-газа и объяснить его *сверхтекучесть* (см. *Бозе-газ*).

Для неидеального ферми-газа из электронов, взаимодействующих между собой посредством обмена фононами, В. к. п. имеют след. вид:

$$\alpha_k, \nu_k = u_k \alpha_{k0} + v_k \alpha_{k1}^+, \quad (2)$$

$$a_{-k}, -\nu_k = u_k \alpha_{k1} - v_k \alpha_{k0}^+,$$

где  $a_{\pm k}, \pm \nu_k$  — операторы уничтожения электрона с импульсом  $\pm k$  и спином  $\pm 1/2$ ,  $\alpha_{k0}, \alpha_{k1}$  — операторы уничтожения элементарных возмущений с импульсом  $k$ . Ф-ции  $u_k, v_k$  вещественны и связаны соотношением

$u_k^2 + v_k^2 = 1$ ,  $k$ -рое обеспечивает фермиевский характер операторов  $\alpha_k$ . 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 В. к. и. можно применять теорию возмущений с соответствующими предосторожностями, исключая «опасные» члены, приводящие к расходимостям. В. к. п. (2) позволяют получить спектр элементарных возмущений системы и объяснить явление *сверхпроводимости*.

Лит.: Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Шабр. труды по статистической физике, М., 1979.

**БОГОЛЮБОВА ТЕОРЕМА** — теорема статистич. физики об особенностях типа  $1/q^2$  у Грина функций для бозе- и ферми-систем при малых импульсах  $q$ . Доказана Н. Н. Боголюбовым в 1961.

Согласно Б. т., для квантовой бозе-системы с калибровочно инвариантным взаимодействием между частицами фурие-компоненты ф-ций Грина, соответствующие энергии  $E=0$ , удовлетворяют неравенству

$$|\langle a_q, a_q^+ \rangle_{E=0}| \geq A/q^2,$$

где  $a_q, a_q^+$  — бозе-операторы,  $A$  — константа, пропорциональная плотности бозе-конденсата. Ф-ции Грина понимаются в смысле *коэрцирент*, 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 явлении бозе-конденсата и ветви возмущений без энергии, 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 квантовых нужно снять вырождение относительно повязания связанных пар фермионов с противоположно направленными спинами. Тогда

$$|\langle \beta_q, \beta_q^+ \rangle_{E=0}| \geq B/q^2,$$

где  $\beta_q, \beta_q^+$  — операторы фурие-компоненты, соответствующие импульсу  $q$ , от произведений ферми-операторов

$$\Psi(x, \sigma) \Psi(x', -\sigma), \\ \Psi^+(x, \sigma) \Psi^+(x', -\sigma);$$

$\sigma$  — спин,  $B$  — константа, пропорциональная плотности конденсата из парных «квазиимпульсов», т. е. коррелятор. пар фермионов с противоположно направленными спинами. Б. т. для ферми-систем указывает на появ-

ление ветви коллективных возмущений в энергетич. спектре, что отнесает *спонтанному нарушению симметрии*.

Аналогичные особенности появляются у соотв. ф-ций Грина для систем с др. видами вырождения. Такно же соотношения спонтанности и в квантовой теории поля, где в случае спонтанного нарушения симметрии возникают частицы нулевой массы (см. *Иродотуна теорема*). Лит.: В о р о л о в о в Н. Н., *Иобр. труды*, т. 3, К. н., 1974; Статистическая физика и квантовая теория поля. [Сб. ст.], М., 1973; Ф о р с т е р Л., *Гидродинамические флуктуации, нарушение симметрии и корреляционные функции*, пер. с англ., М., 1980, гл. 7; Б о г о л ю б о в Н. Н., В о р о л о в о в Н. Н. (мл.), *Высшие в квантовую статистическую механику*, М., 1984. Д. П. Зубарев.

**БОГОЛЮБОВА УРАВНЕНИЯ** — цепочка ур-ний для одночастичных, двухчастичных и т. д. ф-ций распределения классич. системы частиц с парным потенциалом взаимодействия. Установлены П. П. Боголюбовым в 1946, ноитки их вывода др. авторами были менее удовлетворительными, т. к. обходили важный вопрос о граничных условиях. Б. у. наз. также ур-ниями БГП(И): Н. Н. Боголюбов, М. Борн, Г. Грин, Дж. Киркууд, Ж. Ивон (М. Born, N. Green, J. Kirkwood, J. Yuon).

Б. у. — осн. система ур-ний метода частичных ф-ций распределения в статистич. физике. Водится последовательность ф-ций  $F_1, F_2, \dots, F_s$ , 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-ция  $F_s$  в общем случае определяется выражением

$$F_s(t, q_1, p_1, \dots, q_s, p_s) = \\ = V^s \int D_N(t, q, p, \dots, q_N, p_N) \times \\ \times dq_{s+1} dp_{s+1}, \dots, dq_N dp_N,$$

где  $D_N$  — ф-ция распределения  $N$  частиц по координатам  $q$  и импульсам  $p$  в объёме  $V$ , симметричная ф-ция фазовых переменных. Б. у. получают из *Лиувилля уравнения* в результате его последоват. интегрирования по координатам и импульсам  $N-1, N-2, \dots$  частиц:

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} - \{H_s, F_s\} = v^{-1} \left\{ \sum_{1 < i < s} \Phi(|q_i - q_{s+1}|), \right. \\ \left. F_{s+1} \right\} dq_{s+1} dp_{s+1}.$$

Здесь  $\Phi(|q_i - q_{s+1}|)$  — потенциал взаимодействия между частицами,  $H_s$  — гамилтониан комплекса из  $s$  частиц,  $\{ \dots \}$  — скобки Пуассона.

Т. о., Б. у. представляют собой систему зацепляющихся ур-ний для  $F_1, F_2, \dots, F_s$ , при их выводе совершается термодинамич. предельный переход  $V \rightarrow \infty, N \rightarrow \infty$  при  $V/N = v = \text{const}$ , после к-рого пренебрегают влиянием стенок и опускают члены  $\sim s/N$ . Наиб. существенны первые Б. у.:

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{p_1}{m} \frac{\partial F_1}{\partial q_1} - \frac{\partial F_1}{\partial t} = \frac{1}{v} \int \theta_{12} F_2 d q_2 d p_2, \\ \frac{\partial F_2}{\partial t} + \left( \frac{p_1}{m} \frac{\partial}{\partial q_1} + \frac{p_2}{m} \frac{\partial}{\partial q_2} - \theta_{12} \right) F_2 = \\ = \frac{1}{v} \int (\theta_{13} + \theta_{23}) F_3 d q_3 d p_3,$$

где

$$\theta_{ij} = \frac{\partial \Phi(|q_i - q_j|)}{\partial q_i} \cdot \frac{\partial}{\partial p_i} + \frac{\partial \Phi(|q_i - q_j|)}{\partial q_j} \cdot \frac{\partial}{\partial p_j},$$

$m$  — масса частиц.

С помощью Б. у. удаётся выводить 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  $\tau_0 \sim r_0^2/v_{ср}$ , где  $r_0 \sim$  радиус действия межмолекулярных сил,  $v_{ср}$  — ср. тепловая скорость молекулы, времени свободного пробега  $\tau_1 \sim \lambda/v_{ср}$ , где  $\lambda$  — ср. длина свободного пробега, и времени макроскопич. релаксации  $t_p \sim L/v_{ср}$ , где  $L$  — макроскопич. длина. В обычных условиях  $\tau_0 \ll \tau_1 \ll t_p$ . Предполагается, что через время  $\tau_0$  все ф-ции распределения с  $\gg 2$  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 доп. 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 большего канонического распределения Гиббса и рассматривать ф-ции распределения лишь в конфигурац. пространстве:

$$F_S(q_1, \dots, q_S) = V^S \int \dots \int D_N(q_1, \dots, q_N) dq_{S+1} \dots dq_N,$$

где  $D_N(q_1, \dots, q_N) = Q^{-1} \exp(-U_N/kT)$  — 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  $F_S(q_1, \dots, q_S)$  удовлетворяют точкечке Б. у.:

$$\frac{\partial F_S}{\partial q_1} + \frac{1}{kT} \frac{\partial U_S}{\partial q_1} F_S + \frac{1}{v\hbar T} \int \frac{\partial \Phi(|q_1 - q_{S+1}|)}{\partial q_1} \times \times F_{S+1} dq_{S+1} = 0.$$

Ф-ции  $F_S$  удовлетворяют условиям нормировки

$$\lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int F_1(q) dq = 1,$$

$$\lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int F_{S+1}(q_1, \dots, q_{S+1}) dq_{S+1} = F_S$$

и граничному условию ослабления корреляций

$$F_S(q_1, \dots, q_S) \rightarrow \prod_{1 < i < s} F_1(q_i) \rightarrow 0,$$

когда  $|q_i - q_j| \rightarrow \infty$ .

Б. у. используются в теории плотных газов, жидкостей и плазмы, напр. при выводе *вириальных разложений*.

Лит.: Уленбек П. Д., Форд Дж., Лекции по статистической механике, пер. с англ., М., 1963; Боголюбов О. Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1978; Ли Ф. и Чен К. М., Питаевский Л. П., Физическая кинесика, М., 1979.

**БОГОЛЮБОВА — ПАРАСЮКА ТЕОРЕМА** — утверждение, что перенормированные Грина функции и матричные элементы матрицы рассеяния в квантовой теории поля (КТП) свободны от *ультрафиолетовых расходимостей*. Б.—П. т., доказанная Н. П. Боголюбовым и О. С. Парасюком в 1955, гарантирует конечность вычисляемых по теории возмущений этих квантовополовых 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, пошлых

ф-ции Грина, *верхних 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  $p_1, \dots, p_N$ , в импульсном представлении имеющих вид:

$$M(k_1, \dots, k_n) = \int dp_1 \dots dp_N F(p_1, \dots, p_N; k_1, \dots, k_n),$$

где  $k_1, \dots, k_n$  — 4-импульсы реальных частиц (внешние импульсные неренорме).

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 от соответствующей совокупности импульсных переменных.

Процедура вычитания УФ-расходимостей, разработанная во 2-й пол. 40-х гг. в работах Х. 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 ренорме сводится к формальному вычитанию из расходящегося интеграла  $M(k_1, \dots, k_n)$  расходящейся константы  $M_0$ , равной его значению при нек-рых фиксированных значениях внешних импульсных переменных:

$$k_1 = k_1^{(0)}, \dots, k_n = k_n^{(0)}$$

(в более общем случае — к вычитанию неск. первых членов ряда Маклорена для  $M$  по переменным  $k_1, \dots, k_n$ ). Разность  $\bar{M}(\dots, k_i, \dots) = M(\dots, k_i, \dots) - M_0$  оказывается конечной. Вычисляемые константы типа  $M_0$  (и коэф. рядов Маклорена) с помощью введения расходившихся *контрчленов* сводятся затем к перенормированию исходных физ. характеристик, таких, как массы частиц и константы связи (заряды).

Эта процедура вычитания и перенормировки детализируется 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 перенормированного выражения при этом заранее неочевидны.

Значение Б.—П. т. заключается в том, что она полностью решает вопрос о перенормировке неск. в т. ч. и перекрывающихся, расходимостей в произвольно высоком порядке теории возмущений и даёт достаточно простой рецепт для этого, получивший название *Р-операции*.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Парасюк О. С., К теории утонения причинных сингулярных функций, «ДАН СССР», 1955, т. 190, с. 25; Боголюбов О. Н. Н., Швингер Ю. Д., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984, гл. 8; Завьялов О. И., Перенормированные диаграммы Фейнмана, М., 1979.

**БОЗЕ-ГАЗ** — газ из частиц, подчиняющихся квантовой Бозе — Эйнштейна статистике. Б.-г. являются, напр., <sup>4</sup>He, атомы к-рого содержат чётное число нуклонов, и газы фотонов (квантов эл.-магн. поля) и нек-рых квазичастиц, напр. фононов (элементарных возмущений кристаллич. решётки).

Если можно пренебречь взаимодействием между частямицами, Б.-г. наз. идеальным. В идеальном Б.-г. при темп-рах ниже *возрождения температуры* наступает Бозе — Эйнштейна конденсация, при к-рой макроскопически большое число частиц обладает нулевым импульсом (образует бозе-конденсат).

Для вырожденного слабевзаимодействующего Б.-г. малые возмущения вдоль осн. состояния ведут себя как газ квазичастиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйн-

штейна, т. е. гамильтоны Б.-г. можно приближенно представить в виде:

$$\Pi = E_0 + \sum_p E(p) n_p, \quad (1)$$

где  $E_0$  — энергия осн. состояния,  $n_p$  — числа заполнения для квазичастиц с импульсом  $p$  и массой  $m$ , принимающие значения 0, 1, 2, ...

$$E(p) = \left[ \frac{p^2}{2m} \frac{N_0}{V} v(p) + \frac{p^4}{4m^2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

— энергия квазичастиц,

$$v(p) = \int \Phi(x) \exp(-ipx/\hbar) dx$$

— фурье-компонента потенциала взаимодействия  $\Phi(x)$ ,  $N_0$  — число частиц в конденсате,  $V$  — объем; для слабоидеального Б.-г.  $N_0 \approx N$ , где  $N$  — число частиц. При малых импульсах  $p$  спектр в (2) имеет фононный характер, т. е.  $E(p) \approx cp$ , где  $c = (pv(0)/2m)^{1/2}$  — скорость звука в Б.-г.,  $\rho$  — 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 температуре в идеальном Б.-г. со слабым взаимодействием большая часть частиц  $N_0$  находится в «конденсате» с нулевым импульсом, поэтому бозе-операторы  $a_0$  и  $a_0^+$  увеличения 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. Гамильтонидеального Б.-г. в представлении вторичного квантования имеет вид:

$$\Pi = \sum_p (p^2/2m) a_p^+ a_p + (2V)^{-1} \sum_{p_1+p_2=p_1'+p_2'} v(p_1-p_1') \frac{a^+}{p_1} \frac{a^+}{p_2} a_{p_1} a_{p_2}, \quad (3)$$

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  $\delta_{pp_1}$  — символ Кронекера. Операторы  $a_p$  и  $a_p^+$  можно рассматривать как малые величины по сравнению с  $a_0$  и  $a_0^+$ , ограничиться в гамилтониане квадратичными членами по  $a_p$  и  $a_p^+$  и ввести вместо них новые бозе-операторы  $b_p = a_p^+ N_0^{-1/2} a_p$ ,  $b_p^+ = a_0 N_0^{-1/2} a_p^+$ . Тогда гамилтониан принимает вид:

$$\Pi = \frac{N_0}{2V} v(0) + \sum_p \left\{ \frac{p^2}{2m} b_p^+ b_p + \frac{N_0}{V} v(p) (b_p^+ b_p^+ + b_{-p} b_p + 2b_p^+ b_p) \right\}. \quad (4)$$

Этот гамилтониан 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 слабоидеального Б.-г. может обрести свойство *свертекучести*, 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 боровском приближении заменяют  $v(p)$  величиной  $4\pi\hbar^2 a/m$ . Условием слабой идеальности Б.-г. служит неравенство  $a(N/V)^{1/3} \ll \lambda$ .

Спектр Б.-г. малой плотности можно получить также методом *Грина функций* и методом *коллективных переменных*. Спектр  $F(k)$  квазицист Б.-г. в общем случае можно выразить через структурный фактор  $S(k)$ :

$$E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m S(k),$$

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.: Хуа и г К., *Статистическая механика*, пер. с англ., М., 1961; Л. и Физик Е. М., *Питтсбургский Л. Д. Статистическая физика*, ч. 2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979.

**БОЗЕ-ЖИДКОСТЬ** — квантовая жидкость (жидкость) обладает нулевым или дельтовидным спектром; поднимается *Бозе — Эйнштейна статистике*. К Б.-ж. относятся, напр., жидкий  $^4\text{He}$ , к-рый при низкой темп-ре может перейти в состояние *свертекучести*, а также совокупность квантовых н-р электронов, образование к-рых приводит к *сверхпроводимости*. См. *Квантовая жидкость*, **БОЗЕ-СТАТИСТИКА** — то же, что *Бозе — Эйнштейна статистика*.

**БОЗЕ-ЧАСТИЦЫ** — то же, что *бозоны*. **БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНА КОНДЕНСАЦИЯ** (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 *врождения темп-ратуры* 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 (А. 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*

$$n_p = \{ \exp[(\epsilon_p - \mu)/kT] - 1 \}^{-1}$$

(где  $T$  — абс. темп-ра,  $\epsilon_p$  — энергия частицы с импульсом  $p$ ,  $\mu$  — 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 объеме  $V$  следует ур-ние для  $N_0$ :

$$N = N_0 + V \lambda^{-3} G_{3/2}(\lambda),$$

$G_s(\lambda) = \sum_{l=1}^{\infty} \lambda^l l^{-s}$ ,  $\lambda = (\hbar^2/2\pi m kT)^{3/2}$  — длина волны де

Бройля, соответствующая тепловому движению,  $m$  — масса частицы. Отсюда  $N_0 = N[1 - (T/T_0)^{3/2}]$ ;  $T_0$  — **219**

темп-ра бозе-конденсации, или темп-ра вырождения, является в состоянии  $\mu=0$ ,  $N_0=0$ , к-рое записывают в след. виде:  $N = V\Delta^{-3}3G_{3/2}(1)$ . 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 функцией только темп-ры  $p/kT = \Delta^{-3}3G_{5/2}(1)$  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  $^4\text{He}$  в модели идеального газа темп-ра вырождения  $T_0 = 3.13$  К близка темп-ре перехода в сверхтекучее состояние, равной 2.18 К, во это не означает, что переход в сверхтекучее состояние есть Б.—Э. к. идеального газа, т. к. для явления *сверхтекучести* существенно взаимодействие между атомами. В идеальном бозе-газе явление Б.—Э. к. сохраняется, а идеальность приводит к появлению частиц с нулевым импульсом даже при  $T=0$ , в слабонеидеальном бозе-газе малой плотности

$$N_0/N = 1 - (a^3/N) (Na^3/\pi V)^{1/3}$$

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  $b$

$$N_0 = N \exp[-(1 - 4\pi N b^3/3V)].$$

Для  $^4\text{He}$   $b = 2.56 \cdot 10^{-8}$  см,  $V/N = 46.2 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>, поэтому  $N_0/N \sim 0.08$ . По оценкам, основанным на рассеянии нейтронов, плотность конденсата в  $^4\text{He}$  не менее 1% и обладает примерно такой же температурной зависимостью, как и плотность сверхтекучей компоненты. Однако плотность частиц конденсата и плотность сверхтекучей компоненты нельзя отождествлять, 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 воли 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 гамилтониана 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.: Эй н ш т е й н А., Собр. научных трудов, т. 3, М., 1965; L o s t o n F., Он — бозе — Эйнштейн condensation, «Phys. Rev.», 1938, в. 54, p. 947. См. также лит. при сг. *Статистическая физика*. Д. П. Зубов.

**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  $\bar{n}_i$  таких частиц в состоянии с энергией  $\epsilon_i$  при темп-ре  $T$  выше *вырождения температуры* определяется Б.—Э. р.

$$\bar{n}_i = [\exp\{(\epsilon_i - \mu)/kT\} - 1]^{-1},$$

где  $i$  — набор квантовых чисел, характеризующих состояние частицы,  $\mu$  — 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 скплавляется в состоянии с нулевым импульсом, а остальные частицы распределены согласно Б.—Э. р. с  $\mu=0$ .

**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 развит А. Эйнштейном (A. Einstein) применительно к молекулам *идеального газа*. Характерны особенно Б.—Э. с, заключающиеся 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 с значением спина частиц, так что совокупности частиц с нулевым или целым спином (ядра с чётным числом нуклонов, фотоны, л-мезоны и др. — т. и. бозоны) подчиняются Б.—Э. с, а системы частиц с полуцелым спином (электроны, нейтроны, ядра с нечётным числом нуклонов и др. — т. и. фермионы) подчиняются *Ферми — Дирака статистике*.

При квантово-механ. описании состояния системы определяется *волновой функция*, 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  $\bar{n}_i$  в состоянии  $i$  определяется *Бозе — Эйнштейна распределением*

$$\bar{n}_i = \{\exp[(\epsilon_i - \mu)/kT] - 1\}^{-1},$$

где  $\epsilon_i$  — энергия частицы в состоянии  $i$  (для частиц с импульсом  $p$  и массой  $m$ , равная  $p^2/2m$ ),  $T$  — абс. темп-ра,  $\mu$  — *химический потенциал*, определяемый из след. условия: сумма всех  $\bar{n}_i$  должна быть равна полному числу частиц в системе. Хим. потенциал бозе-газа и не может быть положительным, иначе ф-ция распределения частиц по энергиям была бы для нек-рых состояний  $i$  отрицательной, что невозможно по самому определению  $\bar{n}_i$ . Для систем с переменным числом частиц  $\mu=0$ . При  $\exp\{-(\mu/kT)\} \gg 1$ , когда все  $\bar{n}_i$  малы, распределение Бозе — Эйнштейна переходит в *Больцмана распределение*  $\bar{n}_i = \exp\{-(\epsilon_i - \mu)/kT\}$ . 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  $\bar{n}_i$  следует из *Гиббса распределения* для идеального квантового газа с уровнями энергии  $\epsilon_n = \sum_i \epsilon_i n_i$ , 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 и заданной энергии  $E$  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  $\epsilon_i$  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 статистик. вес  $W(N_i)$  равен числу различных распределений 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  $\mathcal{E} = \sum \mathcal{E}_i N_i$  и  $N = \sum N_i$ ) и

распределение Бозе — Эйнштейна  $\bar{n}_i = N_i / G_i$ . Энтропия идеального газа, подчиняющегося Б.—Э. с., равна

$$S = \sum G_i [(1 + \bar{n}_i) \ln(1 + \bar{n}_i) - \bar{n}_i \ln \bar{n}_i].$$

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. относятся также теория излучения чёрного тела, опирающаяся на представление о квантах ад-магн. поля — *фотонах*. Последние подчиняются Б.—Э. с.: в этом случае  $\mu = 0$ , а  $\mathcal{E}_i = \hbar \nu$  ( $\nu$  — 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 поддается 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  $Z$  сводится к простой комбинаторной задаче и очень сложна, если взаимодействие между частицами не мало. Её можно несколько упростить, если выразить *гамма-матрицу* 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.

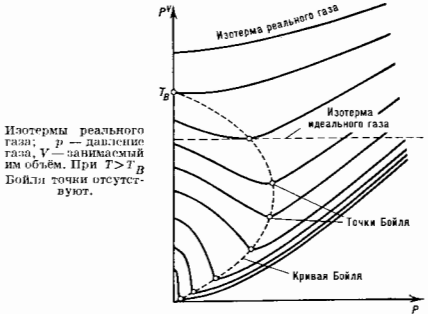
$$\Psi(x) \Psi^+(x') - \Psi^+(x') \Psi(x) = \delta(x - x'),$$

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 (слабоидеальный бозе-газ).

**Лит.**: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Мавр Д. Ж., Геллерт М. А. и М. Р., *Статистическая механика*, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 7; Хуанг К., *Статистическая механика*, пер. с англ., М., 1966; Ботголюбов 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, *прамютонные векторные бозоны*, глюоны (спин 1), *гравитон* (спин 2), гипотетические *гидротонные бозоны* и *Хиггса бозоны* (спин 0), а также осцил-

ляционные частицы из чётного числа *фермионов*, напр. *мезоны*, *спостронные* из *кварка* и антикварка, атомные ядра с чётным числом нуклонов (дейтрон, ядро  $^4\text{He}$  и т. п.). Б. являются также *фононы* в твёрдом теле и в жидком  $^4\text{He}$ , *экситоны* в полупроводниках и диэлектриках и др.

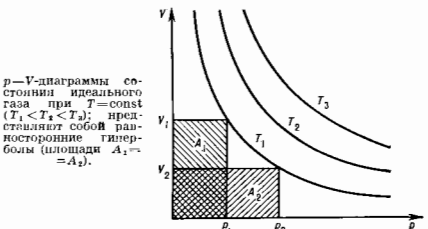
**БОЙЛЯ ТОЧКА** — точка минимума на изотерме реального газа в координатах  $p-pV$  (рис.). Назв. в честь Р. Бойля (R. Boyle). Вблизи Б. т. небольшие участки изотерм реального газа можно приближённо рассматривать как отрезки горизонтальных прямых, представляющих, согласно *Клапейрона уравнению*, изотермы идеального газа (но с изменённым значением газовой постоянной). В соответствии с особенностями поведения реального газа, описываемыми *Ван-дер-Ваальса*



*уравнению*, слева от Б. т. сказывается преобладающее влияние сил межмолекулярного притяжения, облегчающих сжатие газа, справа — влияние соевн. объёма молекул, препятствующего сжатию. Вблизи Б. т. эти факторы взаимно компенсируются.

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,  $T_B = 3,375 T_k$ , где  $T_k$  — *критическая температура*. При  $T < T_B$  возможно частичное сжижение при дросселировании (см. *Дросселя — Томсона эффект*).

**БОЙЛЯ — МАРИОТТА ЗАКОН** — один из осн. газовых законов, описывает изотермич. процессы в газе.



Согласно Б.—М. з., при пост. темп-ре  $T$  объём  $V$  данной массы газа обратн. 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

онисываемого *Ван-дер-Ваальса уравнением*: для реальных газов  $B$ . —  $M$ . а. выполняется приближено — тем лучше, чем дальше состояние газа от критического. **БОКОВЫЕ ЧАСТОТЫ** — частоты спектра *модулированного колебания*, лежащие по обе стороны от несущей частоты  $\omega_0$ . В случае *амплитудной модуляции* гармоник, модулирующие колебание частоты  $\Omega$  образует две  $B$ . ч.  $\omega_0 \pm \Omega$ . Если светер модулирующего сигнала задан имеет диапазон частот от  $\Omega_1$  до  $\Omega_2$ , то возникают две полосы  $B$ . ч. Верх. полоса представляет собой спектр модулирующего сигнала, сдвинутый на  $\omega_0$  в область высоких частот и занимающий интервал от  $\omega_0 + \Omega_1$  до  $\omega_0 + \Omega_2$ , ниж. полоса — обратный спектр, сдвинутый на  $\omega_0$  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  $\omega_0$ .

При синусоидальной частотной модуляции образуются 2 полосы  $B$ . ч., каждая содержит помимо  $B$ . ч.  $\omega_0 \pm \Omega$  дополнит.  $B$ . ч.  $\omega_0 \pm k\Omega$ , соответствующие гармонкам модулирующей частоты  $k\Omega$  при  $k=2, 3, \dots$ . Ширина полосы зависит от величины  $\beta = \Delta\omega/\Omega$ , называемой индексом модуляции, где  $\Delta\omega$  — амплитуда изменения частоты, т. е. deviation частоты. При  $\beta \ll 1$  полосы частот амплитудно- и частотно-модулированных сигналов одинаковы. При больших  $\beta$  полная ширина полосы для частотной модуляции составляет  $\approx 2(\Delta\omega + \Omega)$ . 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*.

**БОЛОМЕТР** (от греч. *bolé* — бросок, луч и *metrón* — измеряю) — тепловой неселективный приёмник излучения, основанный на изменении электрич. сопротивления термочувств. элемента из металла, полупроводника или диэлектрика при его нагревании вследствие поглощения измеряемого потока излучения.  $B$ . используется для измерения суммарной мощности излучения, а в сочетании со спектр. прибором — для определения спектра состава излучения. Введением красителя в органич. плёнку, наносимую на поглощающей слой, или с помощью висн. оптич. фильтров  $B$ . может быть превращён в селективный приёмник. Термочувств. элемент металлич.  $B$ . представляет слой (толщина 0,1—1,0 мкм) металла ( $Pt$ ,  $Ni$ ,  $Au$ ,  $Bi$ ), поверхность к-рой покрыта слоем черни для улучшения поглощения в широкой области спектра. В полупроводниковых  $B$ . используют окислы  $Mn$ ,  $Ni$ ,  $Co$ , а также плёнки из  $Ge$  и  $Si$ .  $B$ . включают по мостовой схеме, в два плеча к-рой включены два одинаковых термочувств. элемента: один — рабочий, другой — компенсационный для уравнения влияния темп-ры окружающей среды на балансировку моста.

Относит. изменение сопротивления чувств. элемента  $B$ .  $\Delta R/R$  при изменении его темп-ры на величину  $\Delta T$  описывается приближённым равенством  $\Delta R/R = \beta \Delta T$ , где  $\beta$  — температурный коэф. сопротивления; для большинства металлов  $\beta = T^{-1}$ ; для полупроводников  $\beta = -3 \cdot 10^3 T^{-2}$ . Как приёмник оптич. излучения  $B$ . характеризуется чувствительностью или коэф. преобразования, выражаемым в В/Вт; порогом чувствительности или пороговым потоком — миним. потоком, при к-ром сигнал близок или равен шумам  $B$ . и постоянной времени, характеризующей время установления стационарного режима. Металлич.  $B$ . ( $\beta \approx 0,5\%$  на 1 К), работающие без охлаждения, при собственном  $R = 5-50$  Ом имеют чувствительность  $\approx 5-10$  В/Вт, пороговый поток  $\sim 4 \cdot 10^{-10} - 10^{-9}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> и постоянную времени  $2 \cdot 10^{-4}$  с. Полупроводниковые  $B$ . 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  $R = 1-10$  Ом, чувствительность 50—5000 В/Вт, пороговый поток порядка  $10^{-11} - 10^{-10}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>, постоянная времени 0,1—5 мс. Поро-

говый поток полупроводниковых  $B$ . изменяется приблизительно  $\sim \sqrt{s}$ , где  $s$  — площадь чувствит. площадки. Уменьшение размеров площадки затрудняет фокусировку излучения на ней. Для преодоления этого затруднения созданы иммерсионные  $B$ . 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<sup>2</sup> и тем самым снизить величину порогового потока. Сверхпроводниковые  $B$ . работающие при глубоком охлаждении (3—15 К), основаны на резком изменении сопротивления при переходе нек-рых металлов к полупроводниковому 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  $B$ . В качестве материалов для таких  $B$ . применяют  $Sn$ ,  $Ta$ ,  $Pt$ , сплавы индия с оловом, а также итрид индия. Пороговый поток и постоянная времени сверхпроводниковых  $B$ . составляют соответственно  $3 \cdot 10^{-11} - 5 \cdot 10^{-14}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> и  $10^{-4} - 10^{-3}$  с (см. *Сверхпроводниковые приближки излучения*).

$B$ . широко применяются в измерит. и лазерной технике как приёмники ИК-излучения.

Лит.: Марков М. Н., Приёмник 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.

Лит.: Гиббс Р. А., Приёмник 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.

**БОЛОМЕТРИЧЕСКАЯ ПОПРАВКА** — разность между болометрич. и визуальной *звёздными величинами*.

**БОЛЬЦМАНА ПОСТОЯННАЯ** ( $k$ ) — одна из фундам. физ. констант; равна отношению универсальной газовой постоянной  $R$  к Авогадрой постоянной  $N_A$ . Назв. в честь Л. Больцмана (L. Boltzmann).  $B$ . п. входит в ряд важнейших соотношений физики: в урне состоянии идеального газа, в *Больцмана распределение*, выражение для ср. энергии толнового движения частиц,  $B$ . п. связывает *энтальпий* физ. системы с термодинамич. вероятностью её состояния.  $B$ . п.  $k = 1,380662(44) \times 10^{-23}$  Дж/К (на 1984). Это значение получено на основе данных о  $R$  и  $N_A$ .

**БОЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ** — статистически равновесная ф-ция распределения  $f(p, r)$  по импульсам  $p$  и координатам  $r$  частиц (атомов, молекул) идеального газа, к-рые подчиняются классич. механике и находятся во висн. потенциальном поле (см. *Статистическая физика*):

$$f(p, r) = A \exp \left\{ -\frac{p^2/2m + U(r)}{kT} \right\}, \quad (1)$$

где  $p^2/2m$  — кинетич. энергия частицы с массой  $m$ ,  $U(r)$  — её потенциальная энергия во висн. поле,  $T$  — абс. темп-ра газа. Постоянная  $A$  определяется из условия, что суммарное число частиц по всем возможным состояниям равно общему числу частиц  $N$  в системе (условие нормировки).

$B$ . п. есть следствие *Больцмана статистики* идеального газа, находящегося во висн. потенциальном поле [Л. Больцман (L. Boltzmann), 1868—71]. Частным случаем  $B$ . п. при  $U(r)=0$  является *Максвелла распределение* частиц по скоростям.

В свою очередь  $B$ . п. может быть получено из *Гиббса распределения* для газа, в к-ром взаимодействием частиц можно пренебречь.

Ф-ция распределения (1) иногда наз. распределением Максвелла — Больцмана, а распределением Больцмана — ф-цию распределения (1), противоречащую по всем импульсам частиц. Она характеризует плотность числа частиц в точке  $r$ :

$$n(r) = n_0 \exp \left\{ -U(r)/kT \right\}, \quad (2)$$

где  $n_0$  — плотность числа частиц, соответствующая точке, в к-рой  $U(r)=0$ . Отношение плотностей числа

частиц в разл. точках ( $r_1$  и  $r_2$ ) зависит от разности потенциальных энергий частиц в этих точках:

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp \left\{ -\frac{U(r_1) - U(r_2)}{kT} \right\}.$$

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  $U(r)$  есть поле центробежных сил  $U(r) = -\omega^2 r^2/2$ , где  $\omega$  — 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  $\varepsilon_i$  частицы в поле  $U(r)$ . В этом случае ср. число  $n_i$  заполнения  $i$ -го квантового состояния равно

$$\bar{n}_i = \exp \left\{ -(\mu - \varepsilon_i)/kT \right\}, \quad (3)$$

где  $\mu$  — *химический потенциал*, определяемый из условия, что суммарное число частиц на всех квантовых уровнях равно полному числу частиц в системе:  $\sum_i n_i = N$ . Формула (3) есть предельный случай *Ферми — Дирака распределения* и *Бозе — Эйнштейна распределения* при таких темп-рах и плотностях, когда 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. лит. ст. *Больцмана статистика*. Д. Н. Зубарев, **БОЛЬЦМАНА СТАТИСТИКА** — статистика систем, содержащих большое число независимых 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 квантовую уровень энергии частиц.

Основа Б. с. — распределение частиц идеального газа по состояниям. Поскольку частицы не взаимодействуют между собой, *гамма-тонна* системы можно представить в виде суммы гамма-тоннагов 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 объемом  $G_i$ , 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 объема тела  $V$  (отношение  $N/V$  принимается постоянным). Состояние одной частицы соответствует опред. ячейке фазового пространства, а состояние всей системы из  $N$  частиц — набору чисел  $N_i$ , характеризующему распределение состояний частиц по ячейкам  $G_i$ . Фазовый объем 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 неопределенностей*, отсюда  $h^3$  — миним. размер фазового объема одной частицы (до создания квантовой механики единица фазового объема выбиралась произвольно). Объем

$G_i$ , 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 различны между собой. Число различных возможных микроскопич. состояний, соответствующих заданному макроскопич. состоянию газа с энергией  $\varepsilon$  и числом частиц  $N$  (*статистический вес*  $W_B$  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:

$$W_B \{N_i\} = N! \prod_i \frac{G_i^{N_i}}{N_i!}, \quad \sum_i N_i = N, \quad \sum_i \varepsilon_i N_i = \varepsilon,$$

где учитывается, что перестановка частиц в пределах каждой ячейки не меняет состояния. При правильном больцмановском подсчете статистич. веса надо, однако, учитывать, что перестановки тождественных частиц не меняют состояния, и поэтому  $W_B$  следует уменьшить в  $N!$  раз:

$$W \{N_i\} = \prod_i \frac{G_i^{N_i}}{N_i!}.$$

Это правило подсчета 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  $\varepsilon$  и  $N$ . Из этого условия следует *Больцмана распределение* для ср. чисел заполнения  $i$ -го состояния с энергией  $\varepsilon_i$ :

$$\bar{n}_i = \frac{N_i}{G_i} = \exp \left[ \frac{\mu - \varepsilon_i}{kT} \right],$$

где  $\mu$  — *химический потенциал*,  $T$  — абс. темп-ра. Энтропия идеального газа, подчиняющегося Б. с., равна

$$S = -\sum_i (N_i \ln G_i - \ln N_i!) = -\sum_i N_i \ln \frac{N_i}{G_i},$$

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 жидкостей, 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; Маяер Дж., Геллерт-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 И-ТЕОРЕМА** — одно из важных положений кинетич. теории газов, согласно к-рому для изолиров. системы в равновесном состоянии существует *И-функция* Больцмана, точнее — *функция*, зависящий от ф-ции распределения частиц по скоростям и координатам и монотонно убывающий со временем. Б. И-т. установлена Л. Больцманом (L. Boltzmann) в 1872. И-функция равна энтропии газа с обратным знаком, деленной на  $k$ ; следовательно, Б. И-т. выражает закон возрастания энтропии для изолиров. системы. В равновесном состоянии И-функция постоянна.

$H$ -функции 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

$$\frac{dH}{dt} = - \iint (1 + \ln f) \frac{df}{dt} dv dx. \quad (2)$$

Согласно Б. Н.-т., для изолиров. системы  $dH/dt \leq 0$ , что следует из равенства (2), если в него подставить  $df/dt$  из кинетич. ур-ния Больцмана и симметризовать полученное выражение относительно ф-ции распределения сталкивающихся частиц при прямом и обратном соударении. В общем случае для вывода Б. Н.-т. нужно использовать *детально-го равновесия принцип*.

В пространственно-неоднородных огранич. системах необходимы граничные условия для ф-ции распределения на поверхности системы. В этом случае сивредитно ур-ние баланса энтропии:

$$dh/dt - \text{div } S = G \leq 0,$$

где  $S$  — плотность потока энтропии,  $G$  — локальное производство энтропии с обратным знаком. Следовательно, Б. Н.-т. есть следствие положительности производства энтропии в неравновесной термодинамике, т. е. для изолиров. системы суммарный поток энтропии через поверхность равен нулю. Б. Н.-т. справедлива для всех форм кинетич. ур-ний Больцмана.

Против Б. Н.-т. был выдвинут ряд возражений: 1) парадокс обратности В. Ломмита (*J. Loschmidt, 1876*); 2) парадокс возврата Э. Цермело (*E. Zermelo, 1896*). Ломмидт заметил, что каждому движению молекулы 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. Н.-т., поскольку она по 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 необратимости исабратности в ур-нии Больцмана, являющаяся на то, что оно выводится из обратимых ур-ний механики. Необратимость (и убывание  $H$ -функции) связывается с отбором таких решений ур-ния Луиджиалли, к-рые соответствуют сокращённому, исполному 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. механики. систем относительно изменения нач. условий: малые изменения нач. условий приводят к большим отклонениям фазовых траекторий (э ф ф е к т и е р е м е ш и в а н и я). Переименование приводит к стохастизации, в 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 механики. нач. условий).

Лит.: Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, 2-е изд., М., 1963, § 42; Ферри и с р Дж., Капергер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976, гл. 4; Боголюбов Н. П., Избр. труды по статистической физике, М., 1979, с. 75; Ли Ф. и Б. М., Пятаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979, гл. 4. Д. В. Зубарев.

**БОЛЬШИХ ЧИСЕЛ ЗАКОН** — общий принцип, в силу к-рого совокупное действие большого числа случайных факторов приводит к результату, почти не зависящему от случая. Б. ч. з. проявляется, напр., в стабильности частот случайных событий в длинном ряду испытаний, легкая в основе определения *вероятности*. Как матем. утверждение Б. ч. з. формулируется и доказывается в *вероятностной теории*; его наиб. употребит. вариант утверждает, что при нек-рых условиях общ. закономерности ср. арифметич.  $Y_n = n^{-1}(X_1 + \dots + X_n)$  последовательности *случайных величин*  $X_1, X_2, \dots$  стремятся по вероятности к определ. наст. числу  $a$ , т. е.  $P(|Y_n - a| > \epsilon) \rightarrow 0$  при любом  $\epsilon > 0$  и  $n \rightarrow \infty$ . Для этого достаточно, напр., чтобы  $X_k$  были независимы, однаково распределены и имели *математическое ожидание*  $MX_k = a$  (в этом случае имеет место и более сильное утверждение — т. н. усиленный В. ч. з. з.:  $Y_n$  сходятся к  $a$  с вероятностью 1) или, в более общем случае, чтобы последовательность  $\{X_k\}$  была стационарной в широком смысле,  $MX_k = a$  и  $\lim_{n \rightarrow \infty} n^{-2} \sum_{i=1}^n r_{ij} = 0$ , где  $r_{ij}$  — *корреляционные коэффициенты*  $a \rightarrow a$  между  $X_k$  и  $X_{k+i}$ . Б. ч. з. тесно связан с *эргодической гипотезой*.

Лит. см. при ст. *Вероятностная теория*. К. А. Бороков. **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 наст. объеме  $V$ ; соответствует большому канонич. ансамблю Гиббса. Б. к. р. Г. установлен Дж. Гиббсом (*J. W. Gibbs*) в 1904 вк фундам. закон статистич. физики (см. *Гиббса распределение*).

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,  $\mu$  — хим. потенциал,  $Z$  — не зависящая от  $p, q$  величина, определяемая из условия нормирования:

$$Z = \sum_{N > 0} \exp(-\mu N/kT) \int \exp\{-H_N(p, q)/kT\} d\Gamma_N,$$

где суммирование ведётся по всем целым положительным  $N$ , а интегрирование — по фазовому пространству всех частиц:

$$d\Gamma_N = dp_1 dq_1 \dots dp_N dq_N / N! h^{3N}.$$

Т. о.,  $Z$  — ф-ция от  $\mu, V, T$  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 *микроскопическое 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 нормирования  $\sum_{i,N} w_{iN} = 1$ . 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:

$$Z = \sum_{i, N > 0} \exp \{-[E_i N - \mu N]/kT\},$$

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  $H$  — гамилтоновы системы.

Б. к. р. Г. как в классич., так и в квантовом случае, позволяет вычислить термодинамич. потенциал  $\Omega$  в переменных  $\mu, V, T$ , равный  $\Omega = -kT \ln Z$ , где  $Z$  — статистич. сумма (или соотв. величина в классич. случае). Б. к. р. Г. особенно удобно для явн. вычислений, т. к. отсутствуют доп. условия, связанные с постоянством энергии, как в микроканонич. распределении Гиббса, или с постоянством числа частиц, как в канонич. распределении Гиббса.

Лит.: М. о. с. Гиббса *распределения*, Д. Н. Зубарев. **БОМА ДИФФУЗИЯ** — аномально быстрой турбулентный перенос замагниченной плазмы поверх магн. поля напряжённости  $H$  со скоростью, существенно превышающей классич. скорость диффузии. Коэф. Б. д.  $D_B = ckT/16\pi e H$  ( $T$  — 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 термодинамич. неустойчивости (см. *Неустойчивости плазмы*), возникающие вследствие столкновительн. трения электронов об ионы при их относит. движении вдоль  $H$  и возмущений электронной темп-ры. Б. д. характерна для плазмы газозного разряда. См. также *Переноса процессы в плазме*.

Лит.: Моисеев С. С., Сагдеев Р. З., О коэфф. диффузии Бомы, *Изв. АН УССР, т. 46, с. 783*. А. р. и м. о. и ч. А. Сагдеев Р. З., *Физика плазмы* или физики, М., 1979.

**БОР** (от нидерл. borag — бура; лат. Borum), В, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 5, ат. масса 10,81. Природный В. состоит из двух стабильных изотопов —  $^{10}\text{B}$  (19,7%) и  $^{11}\text{B}$  (80,3%). Характеризуется высокой способностью поглощать нейтроны (для смеси смеси изотопов В. сечение захвата тепловых нейтронов ок.  $7,5 \cdot 10^{-28}$  м<sup>2</sup>, для  $^{10}\text{B}$  —  $(3-4) \cdot 10^{-25}$  м<sup>2</sup>). Конфигурация внеш. электронной оболочки  $2s^2 2p^1$ . Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 8,298; 25,155; 37,930 эВ. Кристаллохим. радиус 0,091 нм, ионный радиус  $\text{B}^{3+}$  0,023 нм. Значение электроотрицательности 2,0.

Свободный В. существует в виде коричневого мелкокристаллич. порошка (т. я. аморфный В.) и тёмно-серых кристаллов (кристаллич. В.). Известны тетрагональная  $\alpha$ - и  $\beta$ -ромбическая модификации В., осн. структурным элементом к-рых служат икосаэдры, образованные 12 атомами В. Плотность кристаллич. В. 2,34 г/см<sup>3</sup> (20 °С),  $t_{\text{пл}} - 2075$  °С,  $t_{\text{кип}} - 3700 - 3860$  °С, ат. теплоёмкость 13,8 Дж·моль<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup> (в интервале темп-р 0° - 100 °С), микротвёрдость 34 ГПа·м<sup>-2</sup>. Уд. сорбционная способность 5 °С 120 Мом·см, при 100 °С — 4,1 Мом·см и при нагревании до 800 °С снижается на неск. порядков. Коэф. линейного расширения 8,3·10<sup>-6</sup>.

Химически малоактивен, наиб. типичная степень окисления В. — +3. При нагревании В. вступает в реакцию со мн. металлами, образуя бориды с высокими твёрдостью и  $t_{\text{пл}}$ .

Б. добавляется к стали для повышения её прочности и жаропрочности, наносится на поверхность стальных изделий для защиты от коррозии; применяют в ядерной технике (стержни атомных реакторов, экраны, защищающие от нейтронного излучения). Ядерная реакция  $^{10}\text{B} + n, \alpha, ^7\text{Li}$  приводит к появлению легко детектируемых  $\alpha$ -частиц, поэтому  $^{10}\text{B}$  используют при изготовлении

индикаторов и детекторов нейтронов. Б. и его соединения — нитрид BN, борид В<sub>6</sub>С, фосфид ВР и др. — применяют в качестве диэлектриков и полупроводниковых материалов. Нитридные кристаллы некр-рых боридов могут использоваться для армирования композиц. материалов.

Лит.: П. е. модур А. А., Карапова З. К., Аналитическая химия бора, М., 1964. С. С. Берносов, **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  $n_0 = 4\pi e \hbar^2/m_e e^2 = \alpha/4\pi R_\infty = 0,52917706 (44) \times 10^{-10}$  м (в СИ). В этом соотношении  $\alpha$  — тонкой структуры постоянная,  $R_\infty$  — Ридберга постоянная,  $e$  — электрическая постоянная.

**БОРА — ВАН ЛЕВЕН 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 П. ван Левеном (J. van Leeuwen) в 1919. Палр. магн. момент, создаваемый свободными электронами под действием пост. поля в огранич. объёме, точно компенсируется магн. моментом тока, возникающего вблизи поверхности.

Б. — в. Л. т. доказываются с помощью преобразования свдвига всех импульсов электронов  $\mathbf{p}$  на величину  $(e/c)\mathbf{A}$ , где  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магн. поля,  $e$  — заряд электрона. Поскольку в гамилтоновы системы поле входит лишь в комбинации  $\mathbf{p} - (e/c)\mathbf{A}$ , после этого преобразования статистич. сумма не зависит от магн. поля. Поэтому магн. момент, пропорциональный произвольной статистич. сумме 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 — ОПЕНГЕЙМЕРА ТЕОРЕМА** — устанавливает соотношение между вкладами движений электронов отосит. движений ядер и вращения молекулы как целого в полную энергию молекулы. Разложив оператор энергии по параметру  $\sqrt{V} = \sqrt{m_e/M}$  (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:

$$E = E_0 + \gamma E_2 + \gamma^2 E_4 + \dots,$$

где член нулевого порядка соответствует электронной энергии, член 2-го порядка — колебательной и член 4-го порядка — вращательной (нечётные степени параметра  $\sqrt{V}$  обращаются в нуль). Возможность такого разложения связана с тем, что масса электрона много меньше массы ядер.

Из Б. — О. т. вытекает, что Шрёдингера уравнение для молекулы можно решать независимо для электронов и для ядер. При этом электронную энергию с хорошим приближением можно рассматривать как ф-ию координат ядер (несколько электронов из-за их малой массы движутся много быстрее ядер). Б. — О. т. лежит в основе квантовой химии: для расчёта электронных уров-



пей энергии молекулы сначала обычно решают у-ние Шрёдингера для электронов при фиксированной конфигурации ядер, а затем находят решение у-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 тепловидных 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.*

**БОРНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ** в квантовой механике и квантовой теории поля — приближённый метод вычисления амплитуд упругого рассеяния и неупругого взаимодействия микро-частиц в рамках *волновой теории* в первом приближении по потенциалу взаимодействия. Метод сформулирован М. Борном (М. Born) в 1926. Применительно Б. п. для короткодействующих потенциалов определяется условием  $UR/\hbar v \ll 1$ , где  $R$  — размер области действия потенциала,  $v$  — относит. скорость рассеиваемых частиц.  $\hbar v$  — 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  $\sim \hbar/U$ , за к-рое взаимодействие успеет сильно изменить состояние частиц. Для кулоновского поля Б. п. справедливо при условии  $Za/\hbar v \ll 1$ , где  $Z$  — ат. номер,  $a = 1/137$  — постоянная тонкой структуры. Это означает, что также  $v$  частиц должна превышать скорость  $v_k = Za/\hbar$  движения электрона на первой борновской 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

$$f = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U(r) e^{-ikr} dV,$$

где  $\hbar k = p_i - p_f$  — изменение импульса в процессе рассеяния,  $p_i$  и  $p_f$  — 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  $\delta_l$  в состоянии 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  $J_{l+1/2}$  — Бессели функции (см. *Цилиндрические функции*).

Б. п. широко используется при анализе упругого и неупругого рассеяния и служит осн. методом извлечения информации о *форм-факторах* элементарных частиц, атомов и атомных ядер.

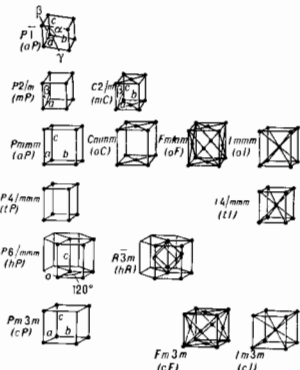
**БРАВЕ РЕШЕТКИ** — классификация решёток параллельных переносов, учитывающая как их точечную, так и параллельно-перпеносую симметрию. Всего существует 14 типов Б. р., названных по имени О. Браве (A. Bravais), строго обоснованного эту классификацию. Решёткой наз. совокупность точек пространства (узлов) с целочисленными координатами, построенной на трёх базисных векторах  $a, b, c$  — осн. репере решётки. Решётка однозначно определяется осн. репером, однако осн. репер в данной решётке может быть выбран бес-

конечным 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 существовать доп. правила: сначала выбирают векторы, совпадающие с осми симметрии, затем — самые короткие векторы, не образующие острых

Сингония	Параметры репера Браве	Обозначения Браве решёток	
		международные	физические
Тригональная	$a, b, c; \alpha, \beta, \gamma = \text{любое}$	$aP$	$\Gamma_1$
Моноклиная	$a, b, c; \alpha = \gamma, \beta \neq 90^\circ$	$mP, mC$	$\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_c, \Gamma_d$
Ромбическая	$a, b, c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	$aP, aC, aF, aI$	$\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_c, \Gamma_d, \Gamma_e, \Gamma_f, \Gamma_g, \Gamma_h$
Ромбоэдрическая	$a=b, c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	$R$	$\Gamma_R$
Тетрагональная	$a=b, c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	$tP, tI$	$\Gamma_4, \Gamma_4'$
Гексагональная	$a=b, c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	$hP$	$\Gamma_6$
Кубическая	$a=b=c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	$cP, cF, cI$	$\Gamma_c, \Gamma_c', \Gamma_c''$

углов между собой. Параметры реперов Браве (длины  $a, b, c$ , его векторов и углы  $\alpha, \beta, \gamma$  между векторами  $b$  и  $c, a$  и  $c, a$  и  $b$  соответственно) в каждой из 7 сингоний (совокупностей решёток с одинаковой голоэдрией) имеют ограничения, указанные в табл., и к-рой также приведены обозначения всех Б. р., распределённые по соответств. сингониям.

Параллелепипед, построенный на репере Браве, наз. параллелепипедом Браве. Если узлы решетки находятся только в вершинах параллелепипеда Браве, то он и соответствующая ему решётка наз. *примитивными* и ( $P$ -решётки). В век-рых решётках в параллелепипеде Браве находятся доп. узлы. Такие параллелепипеды (и решётки) возможны 4 сортов: 1) базоцентрированные  $C$  или бокоцентрированные  $B(A)$  — доп. узлы в центрах граней, построенные на векторах



$a, b, a, c, b$  и  $c$  соответственно и на параллельных им гранях; 2) дважды центрированные гексагональные (ромбоэдрические)  $R$  — доп. узлы на главной диагонали параллелепипеда Браве в точках с координатами  $2/3, 1/3, 2/3$  и  $1/3, 2/3, 2/3$ ; 3) гранцентрированные

$F$  — дополнит. узлы в центрах всех граней параллелепипеда Браве;  $4$  объёмноцентрированные  $I$  — дополнит. узлы 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 симметричных 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.:  $p_2$ ,  $p2mm$ ,  $c2mm$ ,  $p4mm$ ,  $p6mm$ .

Название Б. р. данного типа складывается из названия голоэдри и способа центрировки (напр., кубическая объёмноцентрированная решётка). Во всех решётках, исключая триклинные и моноклинные, выше приведённые правила ограничения параметров решётки Браве обеспечивают его однозначность. Реперы Браве для ромбоэдрической и гексагональной голоэдри совпадают, но для ромбоэдрической голоэдри возможно собственное ромбоэдрич. описание:  $a=b=c$ ,  $\alpha=\beta=\gamma$ . Во всякой моноклинической центрированной решётке параллелепипед Браве может быть выбран как объёмноцентрированным, так и базо- или бокоцентрированным.

Если все преобразования симметрии голоэдри записать в виде матриц в осн. репере решётки, то получим конечную группу целочисленных унитарных матриц — арифметич. голоэдри. Две решётки относятся к одному и тому же типу Браве, если их арифметич. голоэдри 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; Галуа Л. Р. В., Кристаллографическая геометрия, М., 1984.

Б. В. Вильямс, Р. В. Галланд, БРАУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ — см. Броуновское движение.

**БРАХИСТОХРОНА** (от греч. brachistos — кратчайший и chrónos — время) — кривая быстрого спуска, т. е. та из всевозможных кривых, соединяющих 2 данные точки  $A$  и  $B$  (см. рис.) потенциального силового поля, движась 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  $B$  — циклоида с вершиной с точкой  $A$ . Решение задачи о  $B$  последуююц. от правым пунктом для развития вариан. исчисления.

**БРЕЙТА — ВИГНЕРА ФОРМУЛА** — 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  $f$ -лой

ввиду сходства с выражением, описывающим дисперсию света.

При взаимодействии налетающей частицы с ядром — мишенью — может образоваться *составное ядро* — нестабильная ядерная система, обладающая ядром квазиэвронных уровней. Ширина уровня  $\Gamma$  связана с временем жизни  $t$  квазиэвронного состояния соотношением  $\Gamma = \hbar/t$ . 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  $A$  — В. Ф. Апполиной ситуацией 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 (спин, четностью, странностью и т. д.).

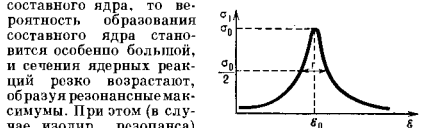
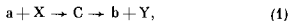


Рис. 1. Зависимость сечения  $\sigma$  резонансного распада от энергии налетающей частицы  $\mathcal{E}$  в случае  $l=0$ .

Рассмотрим реакцию:



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  $B$  — В. Ф. для сечения реакции вблизи энергии резонанса  $\mathcal{E}_0$  имеет вид (рис. 1, 2):

$$\sigma_{if} = \pi \lambda^2 \frac{2I_C + 1}{(2I_a + 1)(2I_X + 1)} \frac{\Gamma_C^i \Gamma_C^f}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + \Gamma_C^2/4}. \quad (2)$$

Здесь индексы  $i$  и  $f$  обозначают входной и выходной каналы,  $\lambda = \hbar [(m_a + m_X)/2m_a m_X \mathcal{E}]^{1/2}$  — длина волны де Бройля;  $\mathcal{E}$  — кинетич. энергия частиц  $a$  и  $X$  в системе

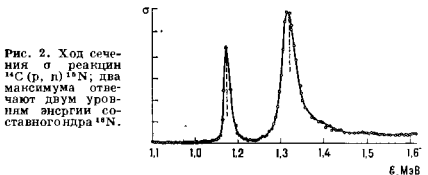


Рис. 2. Ход сечения  $\sigma$  реакции  $^{14}\text{C}(\text{p}, \text{n})^{14}\text{N}$ ; два максимума относятся двум уровням возбуждения составного ядра  $^{14}\text{N}$ .

центра инерции;  $m_a$ ,  $I_a$ ,  $m_X$ ,  $I_X$  — массы и спины частиц  $a$  и  $X$ ;  $\Gamma_C^i$ ,  $\Gamma_C^f$  — парциальные ширины уровня составного ядра  $C$ , связанные с вероятностями его распада по каналам  $i$  и  $f$ ,  $\Gamma = \sum \Gamma_i$  — полная ширина уровня.

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 яск. десятков кэВ до сотен МэВ. Парциальные ширины не зависят от способа образования составного ядра. Ширины сами являются функциями энергии  $\mathcal{E}$ . Обычно, когда  $\mathcal{E}_0$  не мало, этим можно пренебречь. Если же  $\mathcal{E}_0 \rightarrow 0$ , то следует учитывать, что  $\Gamma \sim \sqrt{\mathcal{E}}$ . Формула (2) справедлива и при  $l \neq 0$ , если в набор квантовых чисел, описывающих каналы  $i$  и  $f$ , включать спины и орбитальные моменты каналов. Брейт-вигнеровское поведение сечения (2) с теоретич. точки зрения отвечает полюсной особенности амплитуды процес-

са на нефиз. листе при  $\xi = \xi_0 - i\Gamma/2$  (см. Матрица рас-  
сеяния). Предположения о наличии такой особенности  
вместе с условием унитарности оказывается достато-  
чным для получения Б.— В. ф., причём наличие особен-  
ности в одном из каналов автоматически приводит к  
такой же особенности во всех связанных с ним кана-

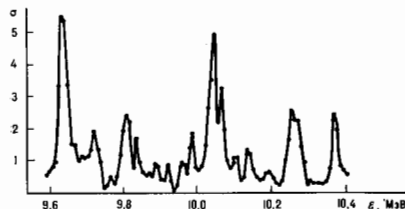


Рис. 3. Резонансные флукутации в ходе сечения  $\sigma$  реакции  ${}^{241}\text{Cf}(p, \alpha){}^{240}\text{Pu}$ .

лах. Тот факт, что полые амплитуды рассеяния располо-  
жены на нефиз. листе, выражается в неустойчивости  $\Gamma$ .  
Амплитуда реакции, соответствующая Б.— В. ф.,  
имеет вид (для орбитального квантового числа  $l=0$ ):

$$f_{if} = \frac{1}{\sqrt{k_i k_f}} \frac{\sqrt{\Gamma_i/2} \sqrt{\Gamma_f/2}}{\xi - \xi_0 + i\Gamma/2}. \quad (3)$$

Здесь  $k_i, k_f$  — импульсы относит. движения частиц в  
каналах  $i$  и  $f$ . Разбиение числителя в (3) на множите-  
ли, соответствующие разным каналам, отвечает про-  
цессу столкновения, происходящему в 2 стадии: обра-  
зования составного ядра в оредел. квазистационар-  
ном состоянии и его распада  
по тому или иному каналу.

В случае упругого рассея-  
ния следует учитывать не-  
резонансный фон, называе-  
мый обычно потенциа-  
льным рассеянием. Если резонанс осуществле-  
ется в волне с орбитальным  
моментом  $l$ , то амплитуда  
упругого рассеяния

$$f_{if} = f_{if}^{(0)}(\theta) - \frac{2l+1}{k_i} \times \\ \times \frac{(\Gamma_i/2) e^{2i\delta_l^0}}{\xi - \xi_0 + i\Gamma/2} P_l(\cos \theta). \quad (4)$$

Здесь  $f_{if}^{(0)}$  — амплитуда по-  
тенциального рассеяния,  
 $\delta_l^0$  — фаза потенциального  
рассеяния,  $\theta$  — угол рас-  
сеяния,  $P_l$  — полином Ле-  
жандра.

Б.— В. ф., являющаяся  
одним из первых количес-  
твенных результатов тео-  
ретич. ядерной физики, сыг-  
рала важную роль в развитии  
ядерной физики и физики  
элементарных частиц. В  
ядерной физике она приме-  
няется во всех случаях, когда  
уровни составного ядра  
не перекрываются [1, 2].

При исследовании элементарных частиц — резона-  
сов их наиб. строгим определением является наличие  
брейт-вингерской особенности в амплитуде рассея-  
ния в состоянии  $s$  оредел. значениями полного мо-  
мента, чётности, изоспина и др. квантовых чисел. Нею-  
редств. применение Б.— В. ф. при анализе взаимодей-  
ствий элементарных частиц, как правило, затруднено из-  
за нерезонансного фона и большой ширины резонансов.  
В таких случаях наличие резонансов оределяется по  
петлям на т. н. диаграмме Аргана [3].

Б.— В. ф. может быть обобщена на случай перекре-  
ывающихся уровней [4, 5]. В этом случае полная ширина  
уровня  $\Gamma \neq \sum \Gamma_j$ . На этом пути получено описание т. н.  
входных состояний и, отвечающих широкому  
резонансу на фоне множества узких [5]. Если ширина  
 $\Gamma$  уровней гораздо больше, чем расстояние между со-  
седними уровнями, то в энергетич. и угловой зависи-  
мости сечений ядерной реакции возникает тонкая струк-  
тура нерезонансного типа (эриксоновские  
флукутации и, рис. 3). Их исследование даёт  
информацию о ср. ширине  $\Gamma$  перекрывающихся  
уровней [6].

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Кванто-  
вая механика, 3 изд., М., 1974; 2) Ядерные реакции, пер. с англ.,  
т. 1, М., 1962, гл. 5—6; 3) Никитичу Ф., Фазовый анализ  
в физике ядерных взаимодействий, пер. с рум., М., 1983;  
4) Кобзарев М. Ю., Теория перекрывающихся резона-  
сов, М., 1971; 5) Шапиро И. С., Перекрывающиеся уровни  
и гигантские резонансы, в сб.: Проблемы современной ядерной  
физики, М., 1971; 6) Эрикссон Т., Майер-Куниг Т.,  
Флукутации в ядерных реакциях, \*УФН\*, 1967, т. 92, с. 271.  
В. М. Кольбасов.

**БРИЛЛЮЭНА ЗОНА** — ичейка обратной решётки  
кристалла, содержащая все трансляционно-эквива-  
лентные точки. Поскольку состояния квазиклассиче-  
ского твёрдого тела, в к-рых значения квазимомента  $p$   
отличаются на один из векторов трансляции обратной

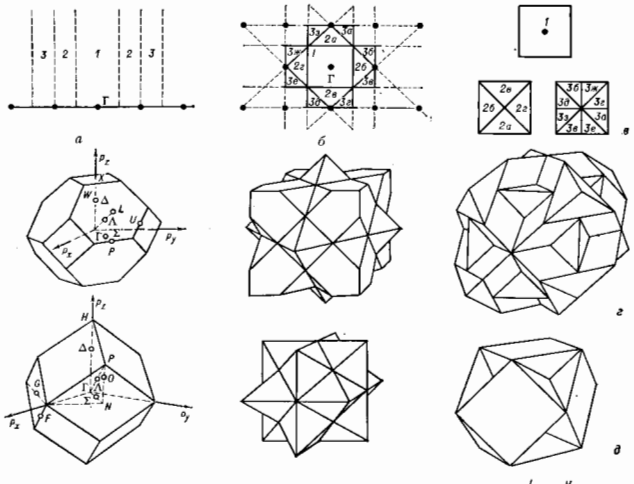


Рис. 1. Первые Бриллюэна зоны: а — для одномерного кристалла  
(цифрами обозначены номера зон Бриллюэна); б — для плоской квад-  
ратной кристаллической решётки; в — для плоской квадратной ре-  
шётки в схеме приведённых зон; г — первые три Бриллюэна зоны  
для кубического гранецентрированного кристалла (приведены обо-  
значения для некоторых точек первой зоны); д — первые три Бри-  
ллюэна зоны для кубического объёмноцентрированного кристалла;  
е — первая Бриллюэна зона для гексагонального плотно упако-  
ванного кристалла.

решётки, являются эквивалентными, то Б. з. выделяет в пространстве квазимпульсов области, включающие в себя все неэквивалентные значения квазимпульсов  $P$ , характеризующих состояние квазичастиц.

Структура Б. з. определяется только строением кристалла и не зависит от рода частиц, образующих кристалл, или от их межатоминого взаимодействия. Обычно границы Б. з. определяют условием:

$$2kb + b^2 = 0, \quad k = p/\hbar, \quad (1)$$

где  $b$  — вектор обратной решётки. При этом Б. з. представляют собой многогранники в обратном пространстве, границы к-рых являются плоскости, проходящие через середины прямых (перпендикулярны к ним), соединяющих точку начала отсчёта  $\Gamma$  ( $b=0$ ) 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. и. при введённой зоне — разл. участки одной Б. з. сдвигаются на векторы трансляции обратной решётки и зона оказывается одноязычной (рис. 1, в). В результате «приведения» очевидно, что каждая зона совпадает с элементарной ячейкой обратной решётки (*Винера — 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  $b=0$ , 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. границирированного кубического (ГЦК) кристалла (рис. 1, а) центр обозначается как  $\Gamma$ , вершины —  $W$ , центр шестугольной грани —  $L$ , центры квадратных граней —  $X$  и т. д. (рис. 1, д—е).

Соотношения (1), определяющие границы Б. з., эквивалентны *Броуна — Вульфа условию* для интерференционных максимумов при рассеянии рент. лучей в кристалле. Это позволяет восстановить по рентенограмме 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 квазимпульса, т. е. периодична в обратной решётке (см. *Зонная теория*).

При расчёте энергетич. спектра квазичастиц (энергетич. зон) используются схемы приведённой зоны

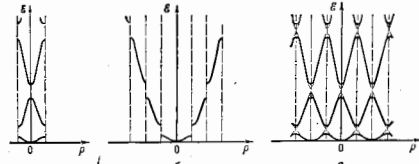


Рис. 2. Пример энергетического спектра  $E(p)$  для квазичастицы в одномерном кристалле с Бриллюэновской зоной, возмущённой на рис. 1, а: а — схема приведённой зоны; б — схема расширенной зоны; в — периодическая зонная схема.

(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 фермиовских квазичастиц в кристаллах, напр. электронов проводимости и др., важно отметить, расположение *ферми-поверхности* в Б. з. При разл. взаимных конфигурациях возникает понятие заполненных и незаполненных энергетич. зон, а зоны проводимости и запрещённой 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., структуры  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -переходы в *сплав*).

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1973; Анималлу А., Квантовая теория кристаллических твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981; А. Э. Мейерсон.

**БРМ** (от греч. βρομιον — аэрозоль; лат. Bromum),  $Br_2$  — хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 35, ат. масса 79,904, относится к галогенам. Природный  $Br_2$  состоит из двух стабильных изотопов  $^{79}Br$  (50,54%) и  $^{81}Br$  (49,46%);  $\beta^-$ -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  $Br_2$  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  $Br_2$  — тяжёлая летучеучая сильно ядовитая жидкость красно-бурого цвета с резким запахом,  $t_{пл} = -7,25$ °С,  $t_{кип} = 58,78$ °С, плотность 3,102 г/см<sup>3</sup> (25°С), теплота плавления 66,2 кДж/кг, атомная теплотёмкость жидкого  $Br_2$  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). В 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  $Br_2$  широко применяют в фотографии, медицине и др.

Лит.: Петлинский Г. П., Аналитическая химия брома, М., 1980; С. С. Вербоусон.

**БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ** (брауновское движение) — беспорядочное движение мелких частиц, взвешенных в жидкости или газа, происходящее под действием ударов молекул окружающей среды. Исследовано в 1827 г. Броуном (Браун; R. Brown), к-рый наблюдал в микроскоп движение цветочной пылинки, взвешенной в воде. Наблюдаемые частицы (броуновские) размером ~1 мкм и менее совершают неупорядоченные независимые движения, описываемые сложными зигзагообразными траекториями. Интенсивность Б. д. не зависит от времени, но возрастает с ростом темп-ры среды, уменьшением её вязкости и размером 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 простоявший таким методом траектория оказывается чрезвычайно сложной и запутанной (рис.).

Б. д. — наиб. наглядное эксперим. подтверждение представленной молекулярно-кинетич. теории о хаотич. тепловом движении атомов и молекул. Если промежуток

наблюдения достаточно велик, чтобы силы, действующие на частицу со стороны молекул среды, много раз меняли своё направление, то ср. квадрат проекции её смещения  $\Delta x^2$  на к.-л. (в отсутствие др. внеш. сил) пропорционален времени  $t$  (закон Эйнштейна):

$$\overline{\Delta x^2} = 2Dt, \quad (1)$$

где  $D$  — коэф. диффузии броуновской частицы. Для сферич. частиц радиусом  $a$ :  $D = kT/6\pi\eta a$  ( $T$  — абс. темп-ра,  $\eta$  — динамич. вязк. коэф. среды). При выводе закона Эйнштейна предполагается, что смещения частицы в любом направлении равновероятны и что можно пренебречь инерцией броуновской частицы по сравнению с вязким сила трения (это допустимо для достаточно больших  $t$ ). Ф-ла для коэф.  $D$  основана на применении Стокса закона для гидродинамич. сопротивлению движению сферы радиуса  $a$  в вязкой жидкости. Соотношения для  $\Delta x^2$  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  $N_A$ .

Кроме постулативного 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  $\Delta\varphi^2$  пропорционально времени наблюдения

$$\overline{\Delta\varphi^2} = 2D_{вр}t, \quad (2)$$

где  $D_{вр}$  — коэф. диффузии вращат. Б. д., равный для сферич. частицы:  $D_{вр} = kT/8\pi\eta a^2$ . 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 сил  $X$  и  $Y$  в обобщённой силе  $f(t)$ ,  $X$ -ря описывает влияние ударов молекул и в среднем равна нулю, систематич. в.н.е.ш. силы  $X$ ,  $X$ -ря 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:

$$m\ddot{x} + h\dot{x} = X + f(t), \quad (3)$$

где  $m$  — масса частицы (или, если  $x$  — угол, её момент инерции),  $h$  — коэф. трения при движении частицы в среде. Для достаточно больших промежутков времени ( $t \gg m/h$ ) инерция частицы (т.е. членом  $m\ddot{x}$ ) можно пренебречь и, проинтегрировав ур-ие Ланжевена при условии, что ср. произведение импульсов случайной силы для неперекрывающихся промежутков времени равно нулю, найти ср. квадрат флуктуаций  $\Delta x^2$ , 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  $t$  удовле-

твительно определяется вероятностью состояния  $x_0$  в момент  $t_0$  и можно ввести ф-цию  $\omega(t_0, x_0; t, x)$  — 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-ию Смолюховского, к-рое выражает отсутствие «памяти» о нач. состоянии для случайного марковского процесса. Это ур-ие для многих задач теории Б. д. можно свести к дифференц. Фоккера — Планка уравнению в частных производных — обобщённое ур-ие диффузии в фазовом пространстве. Поэтому решение задач теории Б. д. можно свести к интегрированию Фоккера — Планка ур-ия при опред. 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 временной 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 коэф. диффузии (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 Смолюховскому, процесс является необратимым, если переход из рассматриваемого состояния в исходное требует большого времени, и обратимым, если время возврата невелико. Смолюховскому 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. Смолюховский, 1916), теория седимент. равновесия (равновесия дисперсных систем в поле тяготения или в поле центробежной силы). В металлургии 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 совпадает со смещением, вызванным измеремым эффектом.

Лит.: Эйнштейн А., Смолюховский М., Броуновское движение. Сб. ст. с нем. и франц. яз. — Л., 1936; Ча и др. с к-ром С., Стохастические проблемы в физике и астрономии, пер. с англ., М., 1947; Исахарара 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; Lax M., Fluctuations from the nonequilibrium steady state, «Revs Mod. Phys.», 1960, v. 32, p. 25; Kirkwood J. G., The statistical mechanical theory of transport processes. I, «J. Chem. Phys.», 1946, v. 14, p. 180; Lebowitz J. L., Rubin E., Dynamical study of Brownian motion, «Phys. Rev.», 1963, v. 131, p. 2381; Green 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, БРУКСА — ХЕРРИНГА ФОРМУЛА — определяет время свободного пробега носителя заряда в полупроводниках в условиях, когда рассеяние носителей происходит преимущественно на ионизованных примесях (низкие темп-ры, высокие концентрации примесей). Б. — Х. ф. имеет вид:

$$\tau(\mathcal{E}) = \frac{e^2 V^{1/2} m^{1/2} \mathcal{E}^2}{\pi e^4 N_D(x)},$$

где  $\tau$  — время свободного пробега носителя заряда с энергией  $\mathcal{E}$ ;  $e$  — заряд электрона,  $\varepsilon$  — диэлектрич.



Броуновское движение трёх частиц гуммигута в воде (по Перрену). Точками отмечены возможные позиции частиц через каждые 30 е. Радиус частиц 0,2 мкм, расстояние между делениями сетки 3,4 мкм.

проницаемость,  $m^*$  — эффективная масса носителей,  $N$  — концентрация примесей,  $\Phi(x) = \ln(1+x) - x/(1+x)$ , где  $x = 8m^* \epsilon_1^2 / 2q^2$ ,  $q$  — 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 температурах.

Б.—Х. ф. получена в *борновском приближении* теории столкновений с учетом экранирования примесей свободными носителями. При ее выводе предполагается, что примеси расположены в кристаллич. решетке беспорядочно (см. *Рассеяние носителей зарядом*).

Лит.: Brooks H., Scattering by ionized impurities in semiconductors, *Phys. Rev.*, 1951, т. 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., 1953, p. 85; Бочар-Бруевич В. Д., Казашиников С. Р., Физика полупроводников, М., 1977; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977.  $\Phi$ . М. Эштейн.

**БРУС** в соприкосновении материала  $\alpha$  — деформируемое твердое тело, поперечные размеры  $\alpha$ -ро 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 встречается в качестве элемента конструкции, сооружения или машины, поэтому разработаны спец. методы расчета напряжений и деформаций Б. Типичной для расчета Б. является гипотеза плоских сечений: при растяжении, сжатии, кручении или изгибе Б. его поперечное сечение, составленное из материальных частиц, остается плоским и перпендикулярным деформированной оси Б. (см. *Изгиб. Кручение*). В ряде случаев сложную конструкцию удлиненной формы (коробка, крыло самолета, телебашню и др.) для оценки суммарных деформаций также рассматривают как Б. В. С. Лешский.

**БРЭГГА — ВУЛЬФА УСЛОВИЕ** — определяет направление возникновения дифракц. максимумов упруго рассеянного на кристалле рентг. излучения. Выведено в 1933 независимо У. Л. Брэггом (W. L. Bragg) и

плоскостей волнами, равная  $2d \sin \phi$  (рис.), кратна целому числу длин волн  $\lambda$ . Т. о., Б.—В. у. имеет вид:

$$2d \sin \phi = n\lambda, \quad (1)$$

где целое возложит. число  $n$  наз. порядком отражения,  $\phi$  — угол скольжения падающего луча. Если  $\phi$  удовлетворяет условию (1), то он наз. углом Брэгга. Дифракц. луч распространяется под углом  $2\phi$  к первичному лучу. Б.—В. у. для каждой данной системы атомных плоскостей можно получить из общих условий интерференции на трехмерной решетке, выбирая соответствующим образом систему координат (см. *Дифракция рентгеновских лучей*).

Б.—В. у. позволяет определять межплоскостные расстояния  $d$  в кристалле, т. к.  $\lambda$  обычно известна, а углы  $\phi$  измеряются экспериментально. Условие (1) получено без учета эффекта преломления для безграничного кристалла, имеющего идеально-периодическое строение. В действительности дифрагированное излучение распространяется в конечном угловом интервале  $\phi \pm \Delta\phi$ , причём ширина этого интервала определяется в кинематик. приближении числом отражающих атомных плоскостей (т. е. пропорциональна линейным размерам кристалла), аналогично числу штрихов дифракционной решетки. При динамик. дифракции величина  $\Delta\phi$  зависит также от величины взаимодействия рентгеновского излучения с атомами кристалла (см. *Поляризованность рентгеновских*). Искажения решетки кристалла в зависимости от их характера ведут к изменению угла  $\phi$  или возрастанию  $\Delta\phi$ , или к тому и другому одновременно.

Б.—В. у. является исходным пунктом исследований в *рентгеновском структурном анализе, рентгенографии материалов, рентгеновской томографии*.

Б.—В. у. можно дать наглядную векторную трактовку. Дифракция возникает при выполнении условия (рис.):

$$K_g = k_0 + g, \quad (2)$$

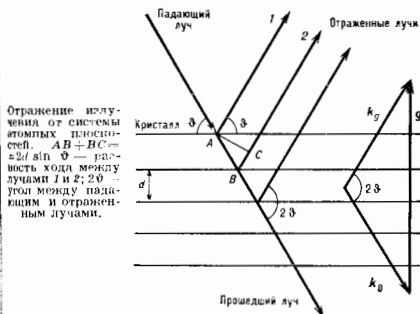
где  $K_g$ ,  $k_0$  — волновые векторы первичной и дифрагированной волн соответственно,  $g$  — вектор обратной решетки;  $|k_0| = |K_g|$ ,  $|g| = 2\pi/d$ . Условие (2) выражает закон сохранения квазиимпульса в периодич. среде и эквивалентно условию (1).

Б.—В. у. остается справедливым при дифракции  $u$ -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. Кошляков.

**БРЭГГОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ** — схемы *дифракции рентгеновских лучей*, при к-рой падающий и дифракционный лучи лежат на одну сторону от поверхности кристалла (рис., а). В том случае, когда падающий и дифракционный лучи находятся на разные стороны кристаллич. пластины (рис., б), имеет место л. у. э. с. к. о. е. прохождение (Л. п.). Если угол  $\phi$  между системой атомных плоскостей, находящихся в отражающем положении, и входной поверхностью кристалла равен нулю, то Б. о. наз. симметричным, в остальных случаях — асимметричным. При  $\phi = \pi/2$  имеет место симметричное Л. п.

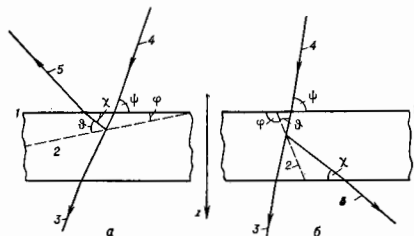
Б. о. и Л. п. являются простейшими фундам. задачами динамик. дифракции рентг. лучей, полностью выявляющими ее осн. особенности. Введение в рассмотрение схем Б. о. и Л. п. имеет смысл только для двухлучевой динамик. дифракции. При многолучевой дифракции одновременно имеются и отраженные и прошедшие дифракц. лучи, к-рые могут взаимодействовать, что не позволяет выделять к.-л. простейшие схемы. При кинематик. дифракции, когда обратным явлением



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 отраженные данной системой атомных плоскостей волны имеют одинаковые фазы. Это возможно, если разность хода  $AB+BC$  между двумя отраженными от соседних

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, находящихся в отражающем положении, прошедшего 3, падающего 4 и дифракционного 5 лучей; а — для асимметричного брэгговского отражения; б — для асимметричного лавровского прохождения;  $\phi$  — 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).

Несомненно, перехода Б. о. в Л. п. и обратно, напр. за счёт изменения длины волны излучения, нет. Это связано с тем, что при углах  $\chi$  (рис. а, б), лежащих в интервал  $-\theta_k \leq \chi \leq \theta_k$ , где  $\theta_k$  — критич. угол одного из н. с. отражения (см. Полярность реттеневская), часть интенсивности дифракц. луча испытывает волное внеш. отражение. При этом поле в кристалле меняет свою структуру и исходная двухлучевая конфигурация превращается в трёхлучевую (т. е. резко асимметричная дифракция). Аналогичная ситуация возникает также при малых углах скольжения  $\psi \leq \theta_k$  падающего на кристалл луча.

Для электронов возможность реализации условий Л. п. и Б. о. зависит от энергии частиц. В электронной микроскопии при ускорениях напряжений  $\sim 10^6$  В из-за малой величины угла Брэгга  $\theta \sim 1-2^\circ$  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 реттеневских лучей.

А. В. Волыков.

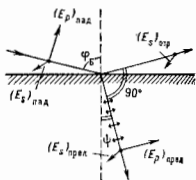
**БРЭКЕТА СЕРИЯ** — спектральная серия атома водорода, лежащая в ИК-области спектра. Открыта Ф. Брэккетом (F. Brackett) в 1922. См. Атом, Атомные спектры, Спектральная серия.

**БРЮСТЕРА ЗАКОН** — соотношение между показателем преломления  $n$  диэлектрика и таким углом падения  $\varphi_B$  на него естественного (неполяризованного) света, при к-ром отражённый от поверхности диэлектрика свет полностью поляризован. При этом отражается только компонента  $E_z$  элетрич. вектора световой волны, перпендикулярная плоскости падения, т. е. параллельная поверхности раздела; компонента  $E_{\parallel}$ , лежащая в плоскости падения, не отражается, а преломляется (рис.). Это происходит при условии  $\text{tg} \varphi_B = n$ . Угол  $\varphi_B$  наз. углом Брюстера. Поскольку в силу закона преломления  $\sin \varphi_B / \sin \psi = n$ , где  $\psi$  — угол преломления, то из Б. з. следует  $\cos \varphi_B = \sin \psi$  или  $\varphi_B + \psi = 90^\circ$ , т. е. угол между отражённым и преломлённым лучами

составляет  $90^\circ$ . Б. з. установлен Д. Брюстером (D. Brewster) в 1815.

Б. з. можно получить из Френеля формулы для прохождения света через границу двух диэлектриков.

Простейшее физ. истолкование Б. з. состоит в следующем: элетрич. поле падающей волны вызывает в диэлектрике колебания электронов, направление к-рых совпадает с направлением элетрич. вектора преломлённой волны  $E_{\text{прел}}$ . Эти колебания возбуждают на поверхности раздела отражённую волну  $E_{\text{отр}}$ , распространяющуюся от диэлектрика. Но линейно колеблющийся элетрон 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 элетрич. поля  $(E_z)_{\text{отр}}$  происходит 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 достаточно строго из-за существования очень тонкого переходного слоя на отражающей поверхности раздела двух сред, в к-ром дипольные моменты молекул ориентированы плече, чем внутри диэлектрика. Измерение деполаризации света, отражённого при  $\varphi_B$ , используется для изучения свойств тонких плёнок.

**БРЮСТЕРА УГОЛ** — угол падения светового луча, при к-ром отражённый от диэлектрика свет полностью поляризован. См. Брюстера закон, Отражение света.

**БУГЕРА — ЛАМБЕРТА — БЭРА ЗАКОН** — определяет ослабление пучка монохроматич. света при его распространении через поглощающую среду, в частном случае — через раствор поглощающего вещества в поглощающем 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  $k_\lambda$  — показатель поглощения — коэф., характеризующий свойства вещества;  $k_\lambda$  зависит от длины волны  $\lambda$  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 Н. Г. Ламбертом (J. H. Lambert) при очень простых предположениях: при прохождении любого слоя вещества относ. изменение интенсивности монохроматич. света  $dI/I$  зависит только от показателя поглощения  $k_\lambda$  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, необхо-

димые для наблюдения отклонений от Б.—Л.—б. з., достижимы, напр., в сфокусир. пучках импульсных лазеров.

Применительно к *положению света* растворами поглощающих веществ в ненуголощивых растворителях показател поглощения в Б.—Л.—б. з. может быть записан в виде  $k_{\lambda} = \chi_{\lambda} C$ , где  $C$  — концентрация растворенного вещества, а  $\chi_{\lambda}$  — коэф., не зависящий от  $C$  и характеризующий взаимодействие молекул поглощающего вещества со светом с длиной волны  $\lambda$ . Утверждение, что  $\chi_{\lambda}$  не зависит от  $C$ , наз. законом А. Бера (А. 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 многочисленные отступления от него, особенно при значит. увеличении концентрации поглощающих молекул. В тех случаях, когда  $\chi_{\lambda}$  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 оканчивается сложным.

Лит.: Д а н и с б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Б у р г е р П., Оптический трактат о градации света, пер. с франц., М., 1950.

**БУДКЕРОВСКОЕ КОЛЬЦО** — стационарное состояние кольцевого пучка релятивистских электронов с примесью ионо-ного 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,  $\gamma$  — отношение энергии электронов в пучке к энергии их ионов, будет происходить самофокусировка, т. е. сжатие сечения кольца до тех пор, пока сущест. влияние на размеры сечения не станут оказывать квантовые флуктуации. Такое равновесие сил нацелует при сечении порядка микрона — образуется Б. к. На этом явлении основано одно из направлений *коллективной метода ускорения*.

**БУРШТЕЙНА — МОССА ЭФФЕКТ** — сдвиг края области собств. поглощения *полупроводника* в сторону высоких частот при увеличении концентрации электронов проводимости и заполнении ими зоны проводимости (выпрямление). 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. з. — следствие *Паули принципа*: квантовые переходы возможны лишь при условии, что состояние, в к-ром переходит электрон, не занято др. электроном. Установлен независимо Э. Бурштейном (E. Burstein) и Т. С. Моссом (T. S. Moss) в 1954.

Лит.: М о с с Т. П., Оптические свойства полупроводников, пер. с англ., М., 1961; П а н о в В. В., Оптические процессы в полупроводниках, пер. с англ., М., 1973; Г р и б к о в с к и й В. П., Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, Минск, 1975.

**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 сущест. 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 ча-

стид из Б. в большое кольцо, в связи с чем рабочий цикл Б. делают возможным более коротким.

**БЫСТРОТА** (продольная быстрота) — Э. Л. Вурштейн. Продольная (относительно оси столкновения) составляющая  $v_{||}$  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 физике множеств. процессов введена в [1]). В системе единиц, в к-рой скорость света  $c=1$ , Б. у равна:  $y = 1/2 \ln[(1+v_{||})/(1-v_{||})]$ . Для медленных частиц ( $v \ll 1$ )  $y \approx v_{||}$ . Для частиц высоких энергий ( $E \gg m$ , где  $m$  — масса частицы) Б. обычно выражается через их энергию  $E$ , величину импульса  $p$  и угол вылета  $\psi$ :

$$y = 1/2 \ln \left( \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \right) = 1/2 \ln \left( \frac{E + p \cos \psi}{E - p \cos \psi} \right),$$

где  $p$  — продольный импульс частицы. Энергия и продольный импульс частицы выражаются через Б., массу частицы и поперечный импульс  $p_{\perp}$ :

$$E = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \operatorname{ch} y, \quad p_{||} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2} \operatorname{sh} y.$$

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 системы отсчёта.

Продольная Б. является продольной составляющей полой Б.  $y = 1/2 \ln[(E+p)/(E-p)]$ , аддитивной при Лоренца преобразованиях и представляющей собой расстояние в пространстве скоростей [3] (см. *Относительности теория*).

Лит.: 1) М и л е х и н Г. А., Гидродинамическая теория множественного образования частиц при столкновении быстрых нуклонов с ядрами, *ЖЭТФ*, 1958, т. 35, с. 1185; 2) Г р и ш и н И. П., Физические процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 3) Ч е р н и к о в Н. А., Геометрия Лобачевского и релятивистская механика, *ЭЧ*, 1973, т. 4, с. 773.

**БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ** — нейтроны с энергией больше 100 кэВ.

**БЭКЕНДИНГ** (от англ. back bending, букв. — загиб назад) — специфич. зависимость моментов инерции  $J$  тяжёлых ядер от angular скорости  $\Omega$  их вращения (см. *Вращательное движение ядра*).

**БЮРГЕРСА УРАВНЕНИЕ** — нелинейное дифференциальное уравнение 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,  $-\infty < x < \infty$ ;  $t \geq 0$ ;  $\nu > 0$  — параметр. Является модельным ур-нем при исследовании волновых процессов в газовой динамике, гидродинамике, акустике и т. д. На Б. у, как на простейшее ур-ие, объединяющее типичную нелинейность и тепловою диффузию (или вязкость), указал И. Бюргерс (J. Burgers) в 1942, хотя оно фигурировало и ранее в работах др. учёных в области Г. Бейтмана (N. Beteman). Обнаруженная Э. Хоффом (E. Hopf) и Дж. Коуллом (J. Cole) в 1950 замена  $u = -2\nu \partial \psi / \partial x$  позволяет свести Б. у. к ур-ию теплопроводности  $\partial \psi / \partial t = \nu \partial^2 \psi / \partial x^2$  для ф-ции  $\psi$  и получить решение задачи Коши  $u(x, 0) = u_0(x)$  для Б. у. в виде:

$$\psi(x, t) = (4\nu t)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \eta \exp[-F(x, \eta, t)] 2\nu \eta d\eta,$$

$$F(x, \eta, t) = \int_0^t u_0(\xi) d\xi + (x-\eta)^2 / 2t.$$

С помощью этой ф-лы можно детально проследить, как из гладких нач. данных образуются и распространяются ударные волны в нелинейной среде, описываемые ур-ием  $\partial v / \partial t + v \partial v / \partial x = 0$ , если понимать под общепринятым решением последнего ф-цию  $v(x, t) = \lim_{\nu \rightarrow 0} u(x, t)$



предельно по «исчезающей» вязкости решения задачи Коши и  $u(x, 0) = v(x, 0)$  для  $B$ . У. Исходная задача имеет интеграл движения:

$$\int_{-\infty}^{\infty} u(x, t) dx = \int_{-\infty}^{\infty} u_0(x) dx.$$

Лит.: Каррман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Уильям Дж., Линеиные и нелинейные волны, пер. с англ., 1977; Вильярадова М. В., Руденко О. В., Сухоружков А. П., Теория волн, М., 1979.



**ВАВИЛОВА ЗАКОН** — закон, устанавливающий зависимость квантового выхода фотолуминесценции от длины волны возбуждающего света. Согласно В. з., квантовый выход постояен при изменении в широких пределах длины волны возбуждающего света в стоксовской области и падает, если длина волны возбуждающего света лежит в антистоксовской (длинноволновой) области спектральной полосы поглощения. В соответствии с истонствием квантового выхода энергетич. выход растёт с увеличением длины волны возбуждающего света и падает в антистоксовской области.

В. з. связан с независимостью спектра люминесценции от длины волны возбуждающего света и обусловлен быстрой по сравнению с временем жизни электронного возбуждения колеблат. релаксацией на каждом электронном уровне. Поэтому В. з. справедлив только при изменении длины волны возбуждающего света в пределах одной электронной полосы поглощения. Если при фото-возбуждении молекулы переходит в различные электронные состояния, то квантовый выход может меняться и В. з. не будет выполняться. В. з. подчиняется люминесценции 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 антистоксовской области, связано с уменьшением в этой области вероятности электронного перехода на возбуждённый уровень. Неселективное и не возбуждающее люминесцентное поглощение примесями или осн. веществом оказывается больше возбуждающего люминесценцию, это приводит к уменьшению доли возбуждающей люминесценции квантов из всех поглощённых, т. е. к падению выхода люминесценции.

Лит.: Вавилова С. И., Выход флуоресценции растворов красителей в зависимости от длины волны возбуждающего света, Собр. соч., т. 1, М., 1954, с. 222; Степалов В. И., Закон Вавилова, УФН, 1956, т. 58, с. 3. Э. А. Свириденко.

**ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА ИЗЛУЧЕНИЕ** — см. Черенкова — Вавилова излучение.

**ВАЙНБЕРГА УГОЛ** — один из осн. параметров теории электрослабого взаимодействия Глашоу — Вайнберга — Салама, выражающийся через отношение констант эл.-магн. взаимодействия  $e$  (величина заряда электрона) и слабого взаимодействия  $g$ :  $\sin^2 \theta_W = e/g$ , где  $\theta_W$  — В. у.,  $g = 2\sqrt{2}G_F^{1/2}$ ,  $G_F$  — константа Ферми,  $m_W$  — масса заряженного промежуточного векторного бозона. Значение параметра  $\sin^2 \theta_W$  может быть определено из данных по изучению процессов со слабыми нейтральными токами (напр., процесса упругого рассеяния мюнного нейтрино на электроне). Из имеющихся данных следует, что

$$\sin^2 \theta_W = 0,215 \pm 0,032 \text{ (статистич.)} \quad (9) \\ \pm 0,012 \text{ (систематич.)}$$

Едине теории слабого, эл.-магн. и сильного взаимодействий (теория великого объединения) позволяют предсказать значение В. у. Со значением  $(*)$  согласуются, напр., теории, основанные на группах  $SU(5)$  и  $SO(10)$ .

Лит.: Окунов Д. Б., Лептон и кварки, М., 1981; Вильям Д. С. М., Лондон по физике нейтральных и лептонных процессов, М., 1981. С. М. Вильямов.

**ВАЙНБЕРГА — САЛАМА ТЕОРИЯ** (Вайнберга — Глашоу — Салама теория) — единая теория эл.-магн. и слабого взаимодействий. См. Электрослабое взаимодействие.

**ВАЙЦЕККЕРА ФОРМУЛА** — полуэмпирич. зависимость энергии связи  $E_{св}$  ядра от массового числа  $A$  и заряда  $Z$ , основанная на канальской и статистической моделях ядра. Имеет вид суммы объёмной, поверхностной, кулоновской, парной энергий и т. н. изотонич. члена:  $E_{св}(\text{МэВ}) = 15,75 A - 17,8 A^{2/3} - 0,71 Z^2/A^{1/3} + 346 A^{-2/3} - 94,8 (A/2 - Z)^2/A$ , где  $b = 1, 0, -1$  соответственно для чётно-чётных, чётно-нечётных и нечётно-нечётных ядер. Будучи приближённым соотношением, В. ф. тем не менее сыграла большую эвристик. 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. *Квантовая теория ядра*, В. Е. Маркушин.

**ВАКАНСИОН** — квазичастица, описывающая поведение *вакансии* в *ковалентных кристаллах*. Большая величина амплитуд нулевых колебаний атомов в ковалентных кристаллах приводит к тому, что вакансии локализируются и представляют собой квазичастицы, практически свободно движущиеся в кристалле. Состояние  $V$  характеризуется *квазимоментом*  $p$  и законом дисперсии (энергетич. спектром)  $\mathcal{E}(p)$ . Наиб. подробно свойства  $V$  изучены на примере кристаллов изотопов гелия —  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ .

Состояние вакансии в ковалентном кристалле определяется квазимоментом 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 переставках атомов между собой, может сопровождаться изменением спиновой структуры кристалла. Поэтому  $V$  может являться квазичастицей только в кристалле, состоящем из бесспиновых частиц (как  $^4\text{He}$ ), или если кристалл определ. образом упорядочен по спинам. Так, В. не локализуется только в полностью спиново-поляризованном кристалле. В парамагнитной или антиферромагнитной фазах  $^3\text{He}$  с объёмноцентрир. кубич. решёткой  $V$  локализуется в создаваемой вокруг себя спиново-поляризованной области большого (по сравнению с межатомным расстоянием) размера.

Ширина зоны  $V$  обычно намного больше, чем у *дефектонов* др. типов, напр. *примесей*. В кристалле  $^4\text{He}$  ширина энергетич. зоны  $V$  порядка  $1 \text{ K}$  ( $10^{-4} \text{ эВ}$ ) и примерно на 3 порядка превышает ширину зоны примесей  $^3\text{He}$  в кристалле  $^4\text{He}$ .

При рассеянии  $V$  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  $V$  обуславливает эффективность такого индуцированного вакансиями механизма переноса примесных частиц в области не слишком низких темп-р, когда концентрация  $V$  не очень мала. При этом коэф. диффузии примесных частиц  $D \sim (o\Delta \hbar) \exp(-\mathcal{E}_a/T)$ , где  $\Delta$  — ширина зоны  $V$ ,  $\mathcal{E}_a$  — энергии активации  $V$ , определяющая их концентрацию,  $\sigma$  — соответствующее сечение рассеяния,  $T$  — темп-ра.

Энергия, необходимая для образования одной вакансии (энергия активации), обычно по порядку вели-

чины равна работе, затрачиваемой при испарении атома из кристалла; вакансии являются термоактивированными, а их концентрация экспоненциально убывает при понижении температуры. Однако в кварцевых кристаллах в принципе возможно существование т. п. 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 них 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. Дефектов.

А. Э. Мейерович.

**ВАКАНСИЯ** (от лат. *vacans* — отсутствующий, 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 внутренних напряжений вокруг В. На больших расстояниях  $r$  от В. поле напряжений убывает как  $1/r^2$ . В объёме сверхнапряжённого кристалла одиночные В. появляются и исчезают не могут; источниками (и стоками) В. служат поверхность кристалла, границы зёрен в поликристалле, дислокации. Возможны также процессы образования и уничтожения В. в паре с *междоузельным атомом* (пары Френкеля). Энергия В. зависит от напряжённости в кристалле.

В. могут быть как изолированными, так и входить в состав более сложных образований — связанных состояний неск. В. (дивакинция, тривакинция и др.), больших вакансионных кластеров и В., связанных с др. дефектами решётки. В. могут обладать зарядом (напр., В., захватившие электрон, *центр окраски*). В ионных кристаллах относ. концентрация разл. типов В. определяется требующимся электронейтральностью кристалла. При равных концентрациях В. положительных и отрицательных ионов В. наз. Шоттки-дефектами, а при равных концентрациях междузельных ионов В. говорят о Френкель-дефектах.

В термодинамич. равновесии равновесная концентрация В. экспоненциально убывает с понижением темп-ры. Однако возможны состояния кристалла с «замороженными» В. Вблизи кривой наплавления 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, явного 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 скользяния) и примесей замещения. Наличие В. существенно влияет на свойства кристалла и физ. процессы (плотность, ионную проводимость, *внутреннее трение*, очистку и стирание кристалла, *рекристаллизацию* и т. д.). В *квантовых кристаллах* В. представляют собой квазичастицы — *вакансионы*.

Лит. см. при ст. Дефекты.

А. Э. Мейерович.

**ВАКУУМ** (от лат. *vacuum* — пустота) — среда, содержащая газ при давлениях, существенно ниже атмосферного. В. характеризуется соотношением между ср. длиной свободного пробега  $\lambda$  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 электро-

вакуумного прибора и т. п. Величина  $\lambda$  равна отношению ср. скорости молекулы  $\bar{v}$  к числу  $Z$  столкновений, испытываемых ею за единицу времени; эту величину можно также выразить через диаметр молекулы  $d_m$  и число молекул  $n$  в единице объёма:

$$\lambda = 1/\sqrt{2} \cdot \bar{v} / n d_m^2 \quad (1)$$

(для электронов  $\lambda$  в 5—6 раз больше).

В зависимости от величины отношения  $\lambda/d$  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 приборах или каналах diam.  $\sim 1$  мкм высокому В. соответствует давление начиная с десятков и сотен мм рт. ст., а в камерах для имитации космич. пространства (объёмом в десятки м<sup>3</sup>) граница между средним и высоким В. порядка  $10^{-8}$  мм рт. ст.

Табл. 1. — Характеристики различных степеней вакуума ( $d=10$  см)

	Вакуум			
	низкий	средний	высокий	сверхвысокий
Диапазон давлений, Па (мм рт. ст.)	$10^2-133$ (750-1)	$133-1,33 \times 10^{-1}$ (1- $10^{-2}$ )	$1,33 \cdot 10^{-1}$ — $-1,33 \cdot 10^{-2}$ ( $10^{-2}$ — $-10^{-3}$ )	$\ll 1,33 \cdot 10^{-2}$ ( $10^{-3}$ )
Число молекул в 1 м <sup>3</sup>	$10^{21}-10^{22}$	$10^{21}-10^{17}$	$10^{17}-10^{11}$	$< 10^{11}$
Режим течения газа	Высокотурбулентный	Переходный к молекулярному	Молекулярный	Молекулярный

Понятие сверхвысокого В. связывают с величиной отношения  $\lambda/d$ , а со временем  $\tau$ , необходимым для образования мономолекулярного слоя газа на поверхности твёрдого тела в В.,  $k$ -рое оценивается по ф-ле:

$$\tau = \eta \cdot 10^{-6} / p, \quad (2)$$

где  $\eta$  — коэф. захвата частицы поверхностью. Сверхвысоким В. наз. область давлений  $p < 10^{-8}$  мм рт. ст., когда  $T > 1$  ясек. минут.

Основные составляющие воздуха, за исключением  $H_2O$ ,  $CO_2$  и Хе, 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 Н, Н<sub>2</sub>, 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	$\lambda$ , (м) · 10 <sup>8</sup>	$\bar{v}$ , (м/с) · 10 <sup>-1</sup>	Число молекул, удаляющихся с поверхности $N_s$ , (м <sup>-2</sup> · с <sup>-1</sup> ) · 10 <sup>-17</sup>	Объём в сухом атмосферном воздухе, %
H	33,2	11,04	16,93	11,23	$5 \cdot 10^{-4}$
He	5,23	17,33	12,01	7,969	$5,2 \cdot 10^{-4}$
Ne	12,42	12,42	5,355	3,550	$1,8 \cdot 10^{-2}$
N <sub>2</sub>	126	5,99	4,542	3,011	78,08
O <sub>2</sub>	155	6,33	4,252	2,818	20,35
A	19,4	6,29	3,865	2,523	0,93
CO <sub>2</sub>	304	3,88	3,624	2,403	0,033
K	209	4,85	2,629	1,743	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Xe	290	3,47	2,099	1,392	$8,7 \cdot 10^{-4}$

Свойства газа в вакууме В. определяются частыми столкновениями между молекулами газа, сопровождающимися обменом энергией. Поэтому течение газа в вакууме В. носит вязкостный характер, а явления переноса (теплопроводность, внутр. трение, диффузия) характеризуются плавным изменением (или постепенным) градиента переносимой величины. Напр., темп-ра газа в пространстве между горячей и холодной стенками в вакууме 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 вакууме В. определяющую роль играет ионизация молекул в объёме vessels электродов.

В вакууме 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  $\frac{1}{2}$  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:  $n_1 T_1 = n_2 T_2$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — концентрации газа в сосудах. Прогнозирование тока в вакууме В. возможно в результате электронной эмиссии с электродов. Ионизация молекул газа имеет существенное значение только в тех случаях, когда длина свободного пробега электронов становится значительно больше расстояния между электродами. Такое увеличение может быть достигнуто при движении заряд. частиц по сложным траекториям, напр. в магн. поле.

Достижимая 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 толщину материала стенок путём диффузии, а также в результате выделения газа, адсорбированного на стенках аппаратуры или растворённого в них.

Лит.: Ил'ко А. И., Паисковский В. Я., Пенчко Е. А., Конструирование и расчет вакуумных систем, 3 изд., М., 1979; Основы вакуумной техники, 2 изд., М., 1981; Розаков Л. Н., Вакуумная техника, М., 1982.

А. М. Ройн, А. В. Дружинин.  
**ВАКУУМ** (вакуумное состояние; соответствующий вектор состояния обозначается символом  $|0\rangle$  в квантовой теории) — основное состояние квантованной подсистемы, 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  $0$ ). 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. *Фокса представление*). В ряде случаев, напр. при спонтанном нарушении симметрии, вакуумное состояние оказывается единственным, выродившимся, — существует непрерывный спектр таких состояний, отлич-

чающихся друг от друга числом т. н. *сдвигнутых состояний*.

А. В. Издрев.  
**ВАКУУМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ** — раздел спектроскопии, включающий получение, исследование и применение спектров излучения, 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 дальн. волн воздух обладает сильным поглощением, поэтому спектральные приборы должны быть вакуумными — их оптич. части, источник излучения и приёмники 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 заводнении 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 неградоны. В КВ-приборах с длиной волны  $\lambda$  до 110 и 125 нм с призмами и линзами применяются кристаллы LiF и CaF<sub>2</sub>. Для ещё более коротковолновой области изготавливают вакуумные приборы с вогнутыми дифракц. решётками; в этом случае допустим 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<sub>2</sub>), 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 ( $\lambda$  в нм) примерно равна значению угла скольжения излучения (в град); коротковолновая граница рабочей области таких приборов 5—4 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  $\lambda < 1,5$  нм применяют спектральные приборы, в к-рых диспергирующим элементом служит кристалл (слода, 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-лучевой 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 фотозащитч. приёмники: фотодиоды, ионизац. камеры, счётчики фотонов, фотомножители и т. д. Составленные из миниатюрных (диам. до 10 мм) каналовых электронных умножителей микроканаловые пластины позволяют получать изображения спектров в вакуумной области и объединяют, т. о., свойства фотоаппар. и фотозащитч. методов регистрации. Для градуировочных целей в В. с. используются также термометры.

В. с. широко применяется при исследованиях атомов, ионов, молекул и твёрдых тел для изучения их энергетич. структуры, вероятностей переходов и др. характеристик. В области  $\lambda < 200$  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 мно-

гих молекул, как и прямые переходы из валентной зоны в зону проводимости у мп. полупроводников, также расположены в вакуумной УФ-области спектра. В КВ-части вакуумного диапазона  $\lambda$  находятся L-, M- и т. д. серии рентгеновских спектров. В с. имеют большое значение для диагностики высокотемпературной плазмы, в работах по получению УТС, а также для исследования Солнца, звезд, туманностей и т. д.

Лит.: Зайден А. Н., Шрейдер Е. Я., Спектроскопия вакуумного ультрафиолета, М., 1967; Коули и М. Г. Спектры испускания паров металлов в вакуумном ультрафиолете, М., 1981.

**ВАКУУМНОЕ СРЕДНЕЕ** в квантовой теории поля — комплексное число, равное р. значению к.-л. оператора (или произведения операторов  $A, B, \dots$ ) в вакуумном состоянии поля  $|0\rangle$  (см. Вакуум). Обозначается символом  $\langle 0|A; B; \dots|0\rangle$ . 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  $\Phi(x)$ , зависящих от пространственно-временных точек  $x$ . Так, ненулевое значение  $\langle 0|\Phi(x)|0\rangle$  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 взаиморазрушения частиц. См. Квантовая теория поля.

**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 вакуум, или иначе 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:

$$\begin{aligned} \langle 0|\Phi|0\rangle, \quad \langle 0|\bar{u}u|0\rangle, \quad \langle 0|\bar{d}d|0\rangle, \\ \langle 0|G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a|0\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\Phi$  — скалярное поле (Хиггса поле),  $u$  и  $d$  — поля  $u$ - и  $d$ -кварков (черта над  $u$ ,  $d$  означает дираковское сопряжение; см. Дирака поле),  $G_{\mu\nu}^a$  — тензор напряжённости калибровочного векторного глюонного поля в КХД ( $\mu, \nu=0, 1, 2, 3$  — лоренцовы индексы,  $a=1, \dots, 8$  — цветовой индекс; по двойкам встречаются индексы производятся суммирование). Соответственно говорят о В. к. скалярного поля, кварковом и глюонном В. к. Первый обсуждается в теории электрослабого взаимодействия, последнее — 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., лагранжия 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 отличие от нуля вакуумное среднее хиггсовского поля, к-рое и выделяет определ. направление в изотопич. пространстве. Ввиду того что поля описываются размерными величинами, В. к. важно определить 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. давно подробно изучены в КХД. В предельно нулевых масс  $u$ - и  $d$ -кварков исходный лагранжиян в КХД инва-

риантен относительно изотопич. вращений с изменением чётности:

$$\left( \begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right) \rightarrow \exp(i\tau_3 \alpha \varepsilon) \gamma^5 \left( \begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right), \quad (2)$$

где  $\tau_3$  — Паули матрица, действующая в изотопич. пространстве  $u$ - и  $d$ -кварков,  $\varepsilon_\alpha$  — параметры поворота ( $\alpha=1, 2, 3$ ),  $\gamma^5$  — Дирака матрица в спиновом пространстве. Однако экспериментально выродился по чётности масс  $u$  и  $d$ , невозбуждённых резонансов ( $n$ -к-рых составляющие кварки находятся в S-состоянии) не наблюдалось. 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  $\Delta$ -мезона, масса к-рого исчезает в предельно равных нулю масс кварков. Поэтому свойства пиона связаны со свойствами В. к.

$$(m_\pi + m_d) \langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0\rangle = -m_\pi^2 f_\pi^2, \quad (3)$$

где  $f_\pi$  — константа  $\pi$  — мезон-распада, определяющая вероиять (ширину  $\Gamma$ ) распада:

$$\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) = \frac{1}{8\pi} G_F^2 \cos^2 \theta c_{12}^2 m_\pi^2 m_\mu^2 \left[ 1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2} \right]^2 \quad (4)$$

( $f_\pi \approx 93$  МэВ),  $m_\pi$ ,  $m_\mu$  — массы  $u$ - и  $d$ -кварков,  $m_\pi$  — масса пиона,  $m_\mu$  — масса мюона,  $G_F$  — фермиева константа слабого взаимодействия,  $\theta_C$  — Кабибба угол.

КХД позволяет получить и др. соотношения, связывающие В. к. с наблюдаемыми величинами. Напр.,

$$\begin{aligned} \int R^{=1}(s) \exp(-s/M^2) ds = \frac{3}{2} M^2 \left[ 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right. \\ \left. + 2\pi^2 M^{-4} (m_u + m_d) \langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0\rangle + \right. \\ \left. - \frac{1}{3} \pi^2 M^{-4} \langle 0|G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a|0\rangle - \right. \\ \left. - \frac{11}{81} \frac{2\pi^2}{81} \alpha_s M^{-6} \langle 0|\bar{u}u + \bar{d}d|0\rangle^2 + O(M^{-8}) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $M^2$  — бегущий параметр размерности квадрата энергии,  $R^{=1}$  — отношение сечения анигиляции пары  $e^+e^-$  в адроны с полным изотопич. спином  $I=1$  и полной энергией  $\sqrt{s}$  к сечению анигиляции  $e^+e^-$  в  $\mu^+\mu^-$ :

$$R^{=1}(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

$\alpha_s$  — 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 ( $R \approx 2/3$ ), а в правой части члены с В. к. несутся. При малых  $M^2$  усиливается вклад вкладам энергий, т. е. область резонансов, и возрастает роль членов с В. к. Т. о., удастся проследить связь между свойствами резонансов и В. к. и качественно и количественно объяснить многие наблюдаемые особенности спектра масс мезонов и бариев.

Хотя представление о В. к. стало неотъемлемой частью совр. теории, существуют основания полагать, что включение в рассмотрение гравитации приводит к серьёзной проблеме. Согласно принципу эквивалентности, энергия вакуума гравитирует и входит в формулу в ур-нии общей теории относительности. Ограничение же на плотность энергии вакуума, к-рое получается из опыта, оказывается на много порядков (примерно в  $10^{60}$  раз) меньше энергии, связанной, напр., с глюонным конденсатом. Механизм уменьшения плотности энергии вакуума неизвестен.

Лит.: Коули и Мен С., Тайная симметрия: введение в теорию спонтанного нарушения симметрии и калибровочных полей, в кн.: Квантовая теория калибровочных полей, пер. с англ., М., 1977; Вайнштейн Л. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «Физматлит», 1982, т. 13, с. 542. В. И. Захаров.

**ВАКУУМНЫЙ ПРОБОН** (пробон вакуума) — потеря вакуумным промежутокм свойств диэлектрич. изолятора

при приложении к нему электрич. поля, напряжение к-рого превышает оредел. величину (напряжение вакуумного пробоя). При В. п. электронпроводность резко возрастает и среда в промежутке становится иррадиацией.

Развитию В. п. начинается с появления т. н. темновых, или предпробных, токов, к-рые вызваны в основном автоэлектронной эмиссией с микростростной поверхности катода. Эти токи возникают также с участков поверхности, имеющих наиб. низкую работу выхода. В том случае, когда металл, электроды недостаточно хорошо очищены от поверхностных загрязнений, на стабильный темновой ток накладываются самогасящиеся маломощные импульсы тока, наз. микрозарядами. Возникновение микрозарядов связано с механизмом обменно положительными и отрицательными ионами между поверхностями анода и катода в вакууме.

В. п. происходит в результате формирования сильноточного искрового разряда в десорбирующемся с поверхности 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 микростростной на катоде, ускоряются в электрич. поле промежутка, образуют «лучи» и бомбардируют анод. При этом происходит местное увеличение темп-ры анода, сопровождающееся выделением сорбируемых газов и паров металла, к-рые ионизируются электронами. Ионы движутся к катоду, что приводит к образованию положительного пространственного заряда и усилению поля у катода, что в свою очередь увеличивает автоэлектронную эмиссию и т. д. Одновременно возникает 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 автотитра протекающим по нему током. При плотности тока ок.  $10^6$  А/см<sup>2</sup> эмиттер зарываетея и вакуумная дуга возникает в парах металла катода. Поскольку образование микростростий, острий на массивных катодах обнаруживается на опыте, то формирование В. п. из-за нагрева и зарыва этих острий весьма вероятно. Инициатором В. п. могут быть также отдельные быстрые микрокатода.

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, используются 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 промежуток с электродами, прошедшими тщательную механическую, а также электронную и ионную обработки, показывает электрич. прочность, доходящую до  $10^6$  В/см.

Лит.: Чистяков Л. П., Татаринова Н. В., Мадан посраэдрэдрэ эмиссия как индикатор состояния поверхности электродов в опытах по пробое вакуума, «ЖТФ», 1963, т. 35, с. 1333; Сляков И. Н., Электроизоляция и разряд в вакууме, М., 1972; его же, Процессы при высоком напряжении в вакууме, М., 1986; Вугаев С. П. и др., Выршина эмиссия электронов, «Физ.» 1975, т. 15, с. 101; Мессер Г. А., Проблемы в физ. Д. И., Импульсный электрический разряд в вакууме, Новосибир., 1984. П. Н. Чистяков.

**ВАЛЕНТНАЯ ЗОНА** — энергетич. область разрешенных электронных состояний в твердом 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  $T \neq 0$  К происходит тепловая генерация носителей заряда, в результате к-рой часть электронов переходит в расположенную выше зону проводимости или на примесные уровни в запрещенной зоне. При этом в В. з. образуются дырки, участвующие наряду с электронами в проводимости в переносе электрич. тока. Дырки в В. з. могут также возникать при нетепловом возбуждении полупроводника — освещении, облучении потоком частиц, воздействием сильного электрич. поля, вызывающего пробой полупроводника, и т. н.

Лит.: Шкробант Н., Мерьян Н., Физика твердого тела, М., 1978, с. 518; М., 1978.

**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 веш. 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 опред. энергии, благодаря чему суммарная энергия, нужная для разделения молекулы на атомы, т. е. для разрыва всех валентных связей, не равна энергии атомизации (энергии связи).

Лит. см. при ст. Молекула, Валентность. В. Г. Давыдов. **ВАЛЕНТНОСТЬ** (от лат. valentia — сила) — способность атомов образовывать химические связи. В. можно рассматривать как способность атома отдавать или присоединять опред. число электронов. В. положительная, если атом отдает электроны, и отрицательная, если атом их присоединяет. Количественной мерой В. принято считать число валентных стрихов в структурной ф-ле молекулы, соединяющих данный атом с др. атомами молекулы (число стрихов равно кратности химической связи).

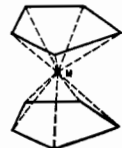
Полная картина строения молекул разных классов и хим. связей в них крайне сложна и многообразна, поэтому единого и всеобъемлющего определения В. нет. Однако в подавляющем большинстве случаев можно ограничиться рассмотрением двух типов В. — ковалентности и ионной В. (последнюю наз. также электронвалентностью или гетероэлектронностью). 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 координат. 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 С, имеющего во внешней (валентной) оболочке 4 электрона, равна 4, поэтому, напр., в молекуле метана ( $\text{CH}_4$ ) 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 щелочноземельных элементов - валентность +2, атомы галогенов - валентность -1, атом H, 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 определял. кол-во атомов и была названа В. После возникновения первой теории атома Г. Льюиса (G. Lewis) в 1916-17 сформулировал правило, по к-рому каждый элемент стремится иметь в разд. соединениях заполненную внеш. электронную оболочку, и теоретически обосновал ковалентность, а В. Коссец (W. Kossel) дал теорию ионной В. Понятие В. приобрел 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 и а т р а в л е н н о й В. Так, считается, что у атома С, имеющего координат. 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); а атом С с координат. числом 3 (одна из ковалентных связей является двойной) В. лежат в одной плоскости и образуют между собой угол 120° и т. д. В л-комплексах типа приведенных на рис., где М - атом Fe, Cr, Ti и т. п., связан с двумя пентадентальными циклами C<sub>5</sub>H<sub>5</sub>, В. направлены от атома металла к атомам, образующим пентадентальные циклы. Для таких комплексов возможны представления о д е л о к а л и з о в а н н о й В. (покальку л-электроны в таких комплексах 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<sub>2</sub>, XeF<sub>4</sub>, XeO<sub>3</sub> и пр.). В к-рых считается равной нулю. Наполнен, обнаружено очень большое число соединений, в к-рых один и тот же атом соединяется с атомами др. элемента в разд. стехиометрич. соотношениях, зависящих от внеш. условий. Так, газообразное соединение PCl<sub>3</sub>, конденсировавшись, даёт комплексы [PCl<sub>2</sub>]<sup>+</sup> и [PCl<sub>4</sub>]<sup>-</sup> с координат. числами 4 и 6 соответственно. При повышении темп-ры образуются соединения PCl<sub>3</sub>, PCl<sub>2</sub>, PCl и ионы PCl<sub>2</sub><sup>+</sup>, PCl<sub>3</sub><sup>+</sup>, PCl<sub>4</sub><sup>+</sup> и т. д. Более того, оказалось, что ионизация «переменную» В. может подавляюще 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 разд. 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 ориентацией спинов электронов. Очевидно, в рассмот-

ренном выше ряду соединений, состоящих из Р и Cl, валентное состояние атома Р меняется от соединения к соединению.

Лит.: По л и н г Л., Общая химия, пер. с англ., М., 1974; Кар т м е л л Э., Ф о у л д Г., Валентность и строение молекулы, пер. с англ., М., 1979. В. Г. Давидский.

**ВАЛЕНТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ** — нормальные колебания молекулы, осн. вклад в к-рые вносят колебания ядер вдоль выпрявления валентных связей. В двухатомных молекулах имеется лишь одно колебание, к-рое можно считать валентным, т. к. оно соответствует движению 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 висот вклад валентные, деформационные и торсионные колебания. В подавляющем большинстве случаев В. к. выделять ироче, чем деформационные. Мн. частоты В. к. являются *характеристическими частотами*, т. е. слабо отличаются для разд. молекул, содержащих одинаковые группы атомов (напр., В. к. связей С—Н 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. Давидский.

**ВАЛЕНТНЫЙ УГОЛ** — угол, образованный двумя направлениями *химических связей*, исходящими из одного атома. Знание В. у. необходимо для определения геометрии молекул. В. у. absent как от индивидуальных особенностей присоединяемых 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*, *Нейтронграфия*, *Электроннография*). В. Г. Давидский.

**ВАНАДИЙ** (лат. Vanadium), V, — хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 23, ат. масса 50,9415. Природный V. состоит из 2 изотопов <sup>50</sup>V (0,25%) и <sup>51</sup>V (99,75%). <sup>50</sup>V слабо радиоактивен (К-захват, T<sub>1/2</sub> = 6·10<sup>15</sup> лет). В качестве радиоактивного индикатора используют искусственно полученных <sup>48</sup>V (К-захват и β<sup>+</sup>-распад, T<sub>1/2</sub> = 16 сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек 3d<sup>3</sup>p<sup>4</sup>d<sup>3</sup>s<sup>2</sup>. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 6,740; 14,66; 29,32; 46,709; 65,2 вэ. Металлический радиус 0,134 нм, радиусы ионов: V<sup>2+</sup> = -0,072 нм, V<sup>3+</sup> = -0,067 нм, V<sup>4+</sup> = -0,061 нм, V<sup>5+</sup> = -0,04 нм. Значение электроотрицательности 1,6.

В свободном виде В. — мягкий ковкий серебристо-серый с голубым оттенком металл, обладает кубич. объёмноцентрич. решёткой с параметром а = 0,30282 нм; t<sub>пл</sub> = 1919 °С, t<sub>кип</sub> ок. 3400 °С, плотность 6,11 кг/дм<sup>3</sup> (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 Бриггелю 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 прои-ва ванадиевых сталей. Соединение В. с галлием состава V<sub>2</sub>Ga 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. Гердасов.  
**ВАН-ДЕР-ГРААФА ГЕНЕРАТОР** — электростатич. генератор высокого пост. напряжения, в к-ром для переноса электрич. зарядов используется диэлектрич. трансформатор в виде гибкой ленты. Предложен в 1931 Р. Ван-дер-Граафом (R. Van de Graaf). См. *Электростатический генератор*.

**ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА УРАВНЕНИЕ** — 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:

$$\left(p + \frac{N^2 a}{V^2}\right)(V - Nb) = NkT,$$

где  $V$  — объём,  $p$  — давление,  $T$  — абс. темп-ра газа,  $a$  и  $b$  — постоянные, учитывающие притяжение и отталкивание молекул. Член  $N^2 a/V^2$  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 и у-рние состояния идеального газа (*Ван-дер-Ваальса 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., являющиеся кубическим относительно  $V$ . Возможны 3 случая решения В. у.: 1) все три корня действительные и равны между собой; этот случай соответствует критич. состоянию (изотерма  $T_{кр}$ ); 2) все три корня действительные и различные — т. е. докритич. состояние (изотермы при  $T < T_{кр}$ ); 3) два корня мнимые, не имеющие физ. смысла, один корень действительный; этот случай соответствует сверхкритич. состоянию (изотермы при  $T > T_{кр}$ ). Изотермы при  $T \geq T_{кр}$  качественно описывают поведение реальных газов. При докритич. темп-рах  $T < T_{кр}$  поведение газа описывается изотермой-изобарой насыщенного пара — прямой на диаграмме  $p$ - $V$ , напр. прямой  $ac(p_{нап.} = \text{const})$ , а не  $S$ -образной кривой  $adec$ , соответствующей В. у.

Тем. место начальных и конечных точек «равновесия»  $a$  и  $c$  стабильной и метастабильной фаз (определяемое по условию равенства затвердевающих площадей) наз.  $b$  и  $d$  и  $e$  а д а л ю (кривая  $aKc$ ). Кривая, соединяющая экстремальные точки типа  $d$  и  $e$ , наз. с п и и о д а л ю (кривая  $dKe$ ). Область, заключённая между бинаodalю и сиводалью, — область неустойчивого, метастабильного состояния системы. Т. о., участки изотермы 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 изменений физ.

смысл участок  $ad$  попадёт в область отрицат. давления, что соответствует неустойчивому состоянию распнутой жидкости.

С помощью В. у. можно получить критич. параметры  $p_{кр}$ ,  $V_{кр}$  и  $T_{кр}$ . В точке  $K$  изотермы Ван-дер-Ваальса имеют как максимум, так и точку перегиба, т. е.

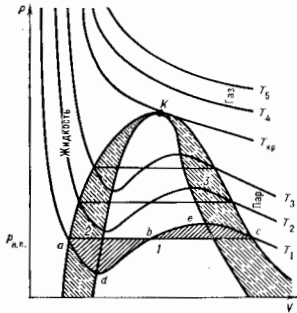


Диаграмма состояния вещества в координатах  $p$ - $V$ :  $T_1 < T_2 < T_3 < T_{кр} < T_a < T_b < T_c < T_d < T_e$  — изотермы, рассчитанные по В. у.;  $K$  — критическая точка; линия  $aKc$  — бинаodal,  $dKe$  — сиводаль;  $J$  — область жидкость+газ,  $2$  и  $3$  — области метастабильного состояния систем; перегретая жидкость и жидкость+пар, переохлаждённый пар и жидкость+пар. Затрихованные площади  $adb$  и  $bec$  равны.

$(\partial p/\partial V)_{T_{кр}} = 0$ ,  $(\partial^2 p/\partial V^2)_{T_{кр}} = 0$ . Решению системы у-рий Ван-дер-Ваальса и двух приведенных выше имеет вид:

$$T_{кр} = \frac{a}{27} \frac{a}{b^3}; \quad V_{кр} = 3Nb; \quad p_{кр} = \frac{1}{27} \frac{a}{b^3}.$$

Несмотря на то, что постоянная  $b$  имеет неподходящий характер, размеры молекул, полученные с помощью выражения  $V_{кр} = 3Nb$ , хорошо согласуются с полученными др. методами.

В. у., в к-рое введены относит. величины  $T/T_{кр}$ ,  $p/p_{кр}$ ,  $T/T_{кр}$ , наз. приведенным у-рние состояния; оно имеет более широкое применение, чем В. у. Если в В. у. давление разложить по степеням плотности и сравнить с *выриальным разложением*, то постоянные  $a$  и  $b$  можно выразить через *выриальные коэффициенты*.

Лит. см. при ст. Газ.

Ю. Н. Лившиц.

**ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫ МОЛЕКУЛЫ** — связанное состояние небольшого числа атомов и молекул, возникающее за счёт слабого дальнегодействия, напр. ван-дер-ваальсовского, взаимодействия (системы, включающие большое число таких частей, 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 дальнегодействиящее 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-



взаимности от типа молекулы связь может определяться и др. типами дальнедействующих взаимодействий: диполь — квадрупольный, диполь — квадруполь и т. д. Возможно также ион-ионное взаимодействие, отвечающее слабому перетеканию электрона от одной компоненты В. 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. распространенный способ получения В. м.).

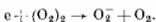
Для регистрации В. м. используют спектральные методы. Частота линии поглощения свободной молекулы и такой же молекулы, входящей в состав В. м., несколько смещены относительно друг друга. По интенсивности поглощения на этих близких частотах определяется плотность В. м. Др. способ их регистрации — масс-спектрометрический: исследуемый газ частично ионизуется монохроматич. слабым пучком электронов и затем производится масс-спектрометрич. анализ образовавшихся ионов. Если известны относительные вероятности образования простого и *кастерного иона* 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 элетрич. 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 фотонионизации В. м. Одна 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 приращения медленных электронов к молекулам кислорода. Обычно этот процесс идёт как тройное столкновение:



а при низких темп-рах определяющим становится процесс с участием В. м.:



Лит.: Смирнов В. М., Ван-дер-Ваальсовские молекулы, «УФН», 1984, т. 142, с. 31. В. М. Смирнов, ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫ РАДИУСЫ — см. Атомный радиус.

ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫ СИЛЫ — см. Межмолекулярное взаимодействие.

ВАНФЛЕКОВСКИЙ ПАРАМАГНЕТИЗМ — парамагнетизм, обусловленный деформацией электронной оболочки атома (или иона) приложенным магн. полем *H*; деформация приводит к индуктированию магн. момента у атома (иона), если его электронная оболочка не обладает сферич. симметрией или осевой симметрией относительно *H*. Т. о., В. н. является поляризационным, в отличие от ориентал. 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  $\chi$  системы слабовзаимодействующих частиц (атомов, молекул), у к-рых электронные оболочки не обладают сферич. симметрией, включает член (см. Дипольный магн.), учитывающий вклад в  $\chi$  возможных (виртуальных) кван-

товых переходов между энергетически наивысшим состоянием системы  $E_0$  и её возбуждёнными состояниями  $E_n$

$$\chi_{\text{ВМ}} = 2N_A \sum_{n=1}^p \frac{|\langle n | \hat{M}_z | 0 \rangle|^2}{E_n - E_0}. \quad (1)$$

Здесь  $\chi_{\text{ВМ}}$  — 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  $(\hat{H} - \hat{M}_z)$  (внеш. поле *H* направлено по оси z). Сумма (1) при  $E_n > E_0$  положительна и определяет кволизационный парамагнетизм; он тем больше, чем меньше разность  $E_n - E_0$ .

Пока не происходит теплового возбуждения более высоких уровней энергии, поляризац. парамагн. восприимчивость не зависит от темп-ры, что отличает её от ориентал. парамагн. восприимчивости, уменьшающейся с ростом темп-ры. Напр. ярко В. н. выявляется в соединениях ионов  $\text{Eu}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{2+}$ . Соединения  $\text{Eu}^{2+}$  не обладают при низких темп-рах ориентал. парамагнетизмом, т. к. осн. состояние этого иона является синглетным, т. е. полный момент атома в этом состоянии  $J=0$ . В. н. в соединениях, содержащих  $\text{Eu}^{3+}$ , особенно велик, т. к. расстояние между нижними уровнями мультиплета мало ( $E_1 - E_0 \approx 300 \text{ см}^{-1}$ ). Благодаря этому при низких темп-рах (ниже 400 К) магн. восприимчивость соединений  $\text{Eu}^{3+}$  не зависит от темп-ры и составляет заметную величину ( $\chi_{\text{ВМ}} \sim 10^{-2}$ ).

Вещства, содержащие парамагн. ионы с синглетным осн. состоянием, наз. поляризац. парамагнетиками или в и флековскими парамагнетиками. Ванфлековскими парамагнетиками, кроме соединений  $\text{Eu}^{3+}$ , 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  $\text{см}^{-1}$ . К таким ионам с лёгкими В. н. в первую очередь относятся  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Tb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$ .

Ванфлековские парамагнетики могут быть использованы для получения сверхнизких темп-р методом адiabатич. размагничивания ядерной спиновой системы (С. А. Алтшулер, 1966). Индуктированный магн. полем электронный магн. момент создаёт благодаря *сертионному 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  $\text{PrNi}_2$  удалось 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; Воинскоекий С. И., Миттельманн К., 1974; А. С. Горюнов-Романов.

ВАН ХОВА ОСОБЕННОСТИ (Ван Хоа сингулярности) — особенности *плотности состояний* квазичастиц  $\nu(\mathcal{E})$  в кристаллах как ф-ции энергии квазиэнерг.  $\mathcal{E}$ . Плотность состояний  $\nu$  связана со скоростью квазичастиц  $v = \partial \mathcal{E} / \partial p$  ( $p$  — импульс квазичастицы) соотношением

$$\nu(\mathcal{E}) = \frac{1}{8\pi^3} \int \frac{dS}{v}, \quad (1)$$

где интегрирование идёт по изоэнергетич. поверхности в *импульсном пространстве*. В. Х. о. связаны с обращением в нуль  $v$  в седловых и экстремальных точках в  $p$ -пространстве.

С ростом энергии квазичастицы от минимальной  $\mathcal{E}_{\text{мин}}$  (едной энергетич. зоны) до максимальной  $\mathcal{E}_{\text{макс}}$  (эпотолюк) форма энергетич. поверхностей в  $p$ -пространстве меняется, причём внутри каждой энергетич. зоны есть слой открытых изоэнергетич. поверхностей, в то время



как вблизи  $\varepsilon_{\text{мин}}$  и  $\varepsilon_{\text{макс}}$  изоэнергетич. поверхностей замкнуты (см. *Зонная теория*). Переход от замкнутых к открытым поверхностям происходит через поверхность  $\varepsilon(\rho) = \varepsilon_k$ , содержащую т. н. конич. точку  $\rho_k$ , в к-рой  $v=0$  (рис. 1). Вблизи  $\rho_k$  ф-ция  $\varepsilon(\rho)$  можно придать вид:

$$\varepsilon(\rho) = \varepsilon_k + \frac{\rho_1^2}{2m_1} + \frac{\rho_2^2}{2m_2} - \frac{\rho_3^2}{2m_3}, \quad (2)$$

причём *эффективные массы*  $m_1, m_2, m_3$  одного знака. Энергии  $\varepsilon_k$  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  $\varepsilon(\rho)$ .

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

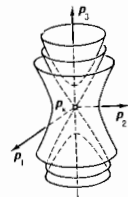
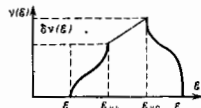


Рис. 1. Изменение топологии изоэнергетических поверхностей вблизи конической точки.

Рис. 2. Зависимость плотности состояний  $\nu$  от энергии  $\varepsilon$  квазичастицы.



$S_1$ -типа, другая  $S_2$ -типа). Схематич. зависимость плотности состояний  $\nu(\varepsilon)$  в энергетич. зоне изображена на рис. 2. Аномальная часть  $\nu(\varepsilon)$ , содержащая В. Х. о., равна  $\delta\nu = A|\varepsilon - \varepsilon_k|^{1/2}$ , где  $A = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} m_1 m_2 m_3^{1/2}$  и отлична от нуля для особенности  $S_1$ -типа при  $\varepsilon < \varepsilon_k$ , а для особенности  $S_2$ -типа при  $\varepsilon > \varepsilon_k$ .

В. Х. 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. поверхностей новой полости. Новая полость зарождается в точке  $v=0$ , благодаря чему и в этом случае  $\delta\nu \sim |\varepsilon - \varepsilon_k|^{1/2}$  и отлична от 0 при тех значениях энергии, при к-рых полость есть. В этом смысле особенности при  $\varepsilon = \varepsilon_{\text{мин}}$  и  $\varepsilon = \varepsilon_{\text{макс}}$  можно трактовать как В. Х. о.

Знание В. Х. о. существенно для понимания энергетич. зонной структуры кристаллов. Если к-л. причина выделит ордел. изоэнергетич. поверхность (как, напр., выделена *ферми-поверхность* в металлах), то изменение её связности приводит к пропильности В. Х. о. в макроскопич. свойствах. Так, изменение путей влещ. воздействия связности ферми-поверхности — причина предсказанного (И. М. Лифшиц) и обнаруженного экспериментально (Н. Г. Браундт и др.) электронно-топологич. фазового перехода металлов при уругих деформациях.

Лит.: Van Hove L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal, «Phys. Rev.», 1953, v. 89, p. 1489; З а й м а н Д. К., Принцип теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974, гл. 2, § 3; К о с е в и ч А. М., Физическая механика реальных кристаллов, К., 1981, гл. 1, § 2; А н и м а д А., Квантовая теория кристаллических твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981, гл. 4, § 8. М. И. Калашов.

**ВАН-ЦИТТЕРТА — ЦЕРНИКЕ ТЕОРЕМА:** функция когерентности излучения от пространственно некогерентного источника с распределением интенсивности  $I(\rho)$  пропорциональна волновому полю когерентного излучателя с распределением амплитуды, повторному  $I(\rho)$ . 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. расщепления и перекрытия пучков из-

лучения возникает частичная когерентность в двух точках. В результате степень когерентности излучения в двух точках оказывается связанной с дифракцией.

Если  $G(r, \rho) \exp(-i\omega t)$  — волновое поле, создаваемое в точке  $\rho$  квазиомногочисл. точечным источником, расположенным в точке  $\rho$ , то расширение источников в объёме  $V$ , описываемое ф-цией  $F(\rho)$ , создаёт поле с комплексной амплитудой

$$E(r) = \int_V G(r, \rho) F(\rho) d\rho. \quad (4)$$

Полностью пространственно некогерентный излучатель описывается случайной ф-цией источника  $f(\rho)$ , ср. значение к-рой  $\langle f(\rho) \rangle = 0$ , а *корреляционная функция* имеет вид:

$$\langle f(\rho) f^*(\rho') \rangle = I(\rho) \delta(\rho - \rho'). \quad (2)$$

Здесь  $I(\rho) \geq 0$  — интенсивность источников, \* означает комплексное сопряжение,  $\delta(\rho - \rho')$  — трёхмерная дельта-функция. Из (1) и (2) следует, что пространный ф-ция когерентности волнового поля выразится ф-лой

$$\langle E(r) E^*(r') \rangle = \int_V G(r, \rho) G^*(r', \rho) I(\rho) d\rho. \quad (3)$$

Правая часть здесь имеет тот же вид, что и в (1), если принять  $F(\rho) = G^*(r', \rho) I(\rho)$ . В силу *взаимности* принципа  $G(r', \rho) = G(\rho, r')$  представляется собой расходящуюся сферич. волну в точке  $\rho$ , возбуждаемую источником, находящимся в точке  $r'$ . Комплексно сопряжённая величина  $G^*(\rho, r')$  представляет собой поле, создаваемое в точке  $\rho$  сферич. волной, сходящейся в точку  $r'$ . Т. о., ф-ция когерентности (3) совпадает с полем, создаваемым в точке  $r'$  источниками, к-рые наводятся когерентной сферич. волной, сфокусированной в точку  $r'$ , причём амплитуда этих источников в каждой точке пропорциональна интенсивности исходного некогерентного источника в той же точке. Напр., для теплового излучения, создаваемого нагретым шаром diam.  $D$  на расстоянии  $R$  от него, поперечный радиус когерентности  $\rho_c$  имеет тот же порядок величин, что и размер фокального пятна (диска Эйри), возникающего при фокусировке плоской волны, diam. к-рой  $\lambda$ , линзой, имеющей diam.  $D$  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 mittel einer Linse beleuchteten Ebene, «Physica», 1934, v. 1, p. 201; Z e r n i c k e F., The concept of degree of coherence and its application to optical problems, Ibid., 1938, v. 5, p. 785; Б о р н М., У о л ф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. В. И. Татарский.

**ВАНЬЕ — МОТТА ЭКСИТОН** — 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. *Френкель экситон*), Г. Ванье и Н. Мотт предположили, что экситон в кристалл. 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  $\varepsilon$  — диэлектрич. проницаемость,  $r$  — расстояние между связанными в В.—М. э. электроном и дыркой,  $e$  — заряд электрона. Благодаря ослаблению средней в  $\varepsilon$  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  $E$  обычно в 100—1000 раз меньше, чем энергия связи атома водорода. В.—М. э. существуют в кристаллах при низких темп-рах. При комнатных

темперах колебания решётки достаточно сильны, чтобы разорвать слабую экситонную связь.

Время жизни  $V.-M. \alpha$  з. невелико: электрон и дырка рекомбинируют с излучением фотона, обычно за время  $\sim 10^{-9} - 10^{-7}$  с. Кроме того,  $V.-M. \alpha$  з. может поглотить безизлучательно, напр. при захвате дефектами решётки. При малых концентрациях  $V.-M. \alpha$  з. ведут себя в кристалле подобно газу. При больших концентрациях становится существенным их взаимодействие и возможно образование связанного состояния двух  $V.-M. \alpha$  з. — экситонной молекулы (см. Биэкситон).

$V.-M. \alpha$  з. 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.** Вообобщённое экситонное состояние, возникающее в одном месте кристаллич. решётки, вследствие трансляц. симметрии способно распространяться по кристаллу. По этой причине  $V.-M. \alpha$  з. характеризуется квазиимпульсом  $p_{ex} = \hbar k_{ex}$ , где  $k_{ex}$  — квазиволновый вектор, характеризующий движение центра масс экситона. Если эффективные массы электрона  $m_e^*$  и дырки  $m_h^*$  изотропны, то Шрёдингера уравне для  $V.-M. \alpha$  з. имеет вид:

$$\left( \frac{\hat{p}_x^2}{2m_e^*} - \frac{\hat{p}_h^2}{2m_h^*} - \frac{e^2}{\epsilon r} \right) \psi = \mathcal{E} \psi. \quad (1)$$

Здесь  $\mathcal{E}$  — энергия системы, а  $\hat{p}_e$  и  $\hat{p}_h$  — 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 однокэлектронного приближения (см. Зонная теория).

Замена переменных, разделяющая поступат. движение  $V.-M. \alpha$  з. как целого и внутр. орбитальное движение, приводит ур-ние (1) к виду:

$$\left( \frac{\hat{p}_{ex}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{\epsilon r} \right) \Phi(r) = \left[ \mathcal{E} - \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{M} \right] \Phi(r). \quad (2)$$

Здесь  $\mu$  — приведённая эффективная масса экситона, определяемая соотношением  $1/\mu = 1/m_e^* + 1/m_h^*$ ,  $M = m_e^* + m_h^*$  — его полная масса,  $r = r_e - r_h$  ( $r_e, r_h$  — координаты электрона и дырки),  $\Phi$  — ф-ция, описывающая

$n=3$   
↓



Рис. 1. Экситонный спектр поглощения  $Cu_2O$  (пластинки толщиной 60 мкм) при 4,2 К. Видны члены серии, начиная с  $n=3$  ( $\lambda=573,3$  нм).

внутр. движение электрона и дырки, связанных в экситон. Ур-ние (2) аналогично ур-нию Шрёдингера для атома водорода. Отсюда следует, что  $\Phi(r)$  — водородоподобная волновая ф-ция, зависящая от квантовых чисел — главного  $l$ , азимутального  $l$  и магнитного  $m$ . Ф-ция  $\Phi(r)$  связана с  $\psi(r)$  след. образом:

$$\Psi_{n, l, m, p_{ex}}(r) \approx \Phi_{n, l, m}(r) \exp(i k_{ex} p), \quad (3)$$

где  $\rho = (m_e^* r_e + m_h^* r_h) / (m_e^* + m_h^*)$  — координата центра масс экситона.

Из (2) следует, что для каждого значения  $k_{ex}$  существует набор экситонных состояний, характеризующимся энергиями:

$$\mathcal{E}_n(k_{ex}) = -\frac{\mu e^4}{2 \hbar^2 \epsilon^2 n^2} + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M}. \quad (4)$$

Первый член — энергия относительного орбитального движения электрона и дырки, связанных в экситон. Второй член — кинетич. энергия центра масс  $V.-M. \alpha$  з., движущегося по кристаллу как целое. Т. о., существует водородоподобная последовательность экситонных энергетич. зон, каждая из к-рых определяется квантовым числом  $n=1, 2, 3, \dots$ . Внутри таких зон энергия  $V.-M. \alpha$  з. непрерывно варьирует от  $k_{ex}$ . Если  $\mathcal{E}_g$  — ширина запрещённой зоны полупроводника, то (4) можно представить в виде:

$$\mathcal{E}_n(k_{ex}) = \mathcal{E}_g - \frac{R_{ex}}{n^2} + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M}. \quad (5)$$

Величина  $R_{ex} = \mu e^4 / 2 \hbar^2 \epsilon^2$  по аналогии с постоянной Ридберга для атома водорода наз. э к с и т о н н ы м Р и д б е р г о м. Серия экситонных энергетич. зон сходится к границе энергии диссоциации  $V.-M. \alpha$  на свободные электрон и дырку.

Поскольку импульс фотона  $p_{ph}$  в оптич. области спектра мал, то вследствие закона сохранения импульса прямые оптич. переходы возможны лишь в экситонные состояния с  $k_{ex} = p_{ph} \approx 0$ , т. е. практически на дно каждой из экситонных зон. Это правило отбора для оптич. 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:

$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_g - \frac{R_{ex}}{n^2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Т. о.,  $R_{ex}$  имеет смысл энергии ионизации  $V.-M. \alpha$  з., к-рая отсчитывается от дна зоны проводимости до состояния с  $n=1$  [3, 4].

**Экситонные спектры полупроводников.** Спектр  $V.-M. \alpha$  з. в кристалле  $Cu_2O$  впервые наблюдали в 1952 Е. Ф. Гросс и Н. А. Горьев и независимо М. Хаяси (М. Hayashi) и К. Кацуки (К. 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:

$$\mathcal{E}_n = 2,177 - 0,097/n^2 \text{ (эВ)}, \quad n=2, 3, 4, \dots \quad (7)$$

Граница диссоциации при 4,2 К соответствует ширине запрещённой зоны  $\mathcal{E}_g = 2,177$  эВ (жёлтая часть спектра). Серия начинается с линии  $n=2$ . Это характерно

$n=4$   
↓

5  
↓

6  
↓

7  
↓

8  
↓

9  
↓

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  $\Phi_{nlm}$  Р-типа. В этом случае дипольный оптич. переход в состоянии с  $n=1$  запрещён. Если  $V.-M. \alpha$  з. образован электроном и дыркой, принадлежащими зонам с волновыми ф-циями разной чётности, то  $\Phi_{nlm}$  — 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. квадруольный переход в состоянии

15. Интенсивность соответствующей линии мала и сильно зависит от состояния поляризации света, проходящего через кристалл. Многочисленная экзитонная серия наблюдается в кристалле  $\text{SnO}_2$ , где прямыми дилонными межзонными переходами также запрещены, а линия  $n=1$  разрешена лишь в квадрупольном приближении.

Энергия ионизации  $R_{ex}$  зависит от величины его приведенной эффективной массы  $\mu$  и диэлектрик. проницаемости кристалла  $\epsilon$ . Она очень мала для узкозонных полупроводников, напр. для  $\text{InSb}$ , где  $m_s^* = 0,0139 m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), а  $\epsilon = 17,9$ , энергии связи  $\epsilon_1 < 0,5 \cdot 10^{-3}$  эВ.

Влияние примесей на образование В.—М. э. В кристаллич. полупроводниках, содержащих примеси, созда-

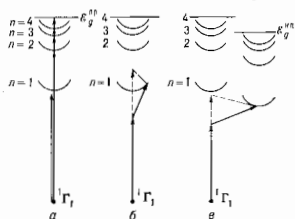


Рис. 2. Оптические переходы кристалла из основного состояния  $\Gamma_1$  в экзитонные энергетические зоны:  $\epsilon_{gr}^{pr}$ ,  $\epsilon_{gr}^{ind}$  — ширины запрещенных зон для прямых и непрямых переходов. а — Прямые бесфононные переходы, когда возникает экзитон с волновым вектором  $k_{ex} = 0$ . Спектр поглощения — водородоподобная серия узких линий поглощения (рис. 1). б — Прямые однофононные переходы, при которых возникают экзитоны с  $k_{ex} \neq 0$ ; сплошные линии — переходы с поглощением фонона, пунктир — переходы с рождением фонона; спектр состоит из ступенек сплошного поглощения. в — Непрямые однофононные переходы в экзитонные зоны, расположенные у дна зоны проводимости при  $k \neq 0$ .

ющие мелко уровни (донорные или акцепторные) при темп-рах  $T$ , превышающих порог ионизации примесных состояний, свободные носители заряда могут экранировать кулоновское взаимодействие и разрушать

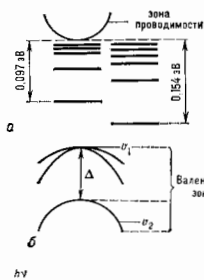


Рис. 3. Схемa экзитонных уровней (а) и валентной зон (б) в  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Экзитон с  $R_{ex} = 0,097$  эВ образован электроном зоны проводимости и дыркой валентной зоны  $\psi_1$ , а экзитон с  $R_{ex} = 0,154$  эВ — электроном зоны проводимости и дыркой валентной зоны  $\psi_2$ ;  $\Delta$  — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны. а — Экзитонный центр поглощения  $\text{Cu}_2\text{O}$  (пластинка толщиной 15 мкм), видны 2 серии в желтой и зеленой частях спектра.

В.—М. э. При наличии свободных носителей потенциал кулоновского взаимодействия имеет вид:

$$V(r) = \frac{e^2}{\epsilon r} e^{-r/D}, \quad (8)$$

где  $r_D = \epsilon k T / 4\pi e^2 N$  — дебаевский радиус экранирования. Здесь  $N$  — концентрация свободных носителей заряда. Если радиус первого экзитонного состояния с  $n=1$   $a_{ex} = \hbar^2 \epsilon / \mu e^2$  (борновский радиус В.—М. э.), то условие исчезновения экзитонной серии вследствие экранировки:  $a_{ex} > r_D$ . Для В.—М. э. в кристаллах Ge это условие выполняется при концентрации доноров  $\sim 10^{17}$  см $^{-3}$  и  $T = 77$  К. Т. о., для наблюдения слабо-связанных экзитонов в полупроводниках необходимы высокие темп-ры и чистые кристаллы.

Возбужденные светом электроны и дырки могут связываться в В.—М. э. вблизи центра или зарика примеси, в результате чего возникают связанные состояния экситона с примесным центром — примесные экзитоны (экситонные комплексы).

Роль зонной структуры полупроводника. Узкие линии в экзитонном спектре поглощения кристалла наблюдаются при прямых бесфононных оптич. переходах, когда рождаются экзитоны с  $k_{ex} = 0$  (рис. 2, а). При участии фонона возможны оптич. переходы в точки экзитонных зон с  $k_{ex} \neq 0$  (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 экзитонные состояния, расположенные вне центра зоны Бриллюэна (рис. 2, в). Такие непрямые («косые») переходы характерны для кристаллов Si, Ge, GaP, у к-рых абс. энергии, минимумы зоны проводимости расположены не в центре зоны Бриллюэна.

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 распадается 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 распадается на 3 подзоны. Соответственно в спектрах наблюдаются 3 серии экзитонных линий (напр., CdS, CdSe).

Двухчастичное ур-ние (1) описывает упрощенно энергию, спектр В.—М. э. Более строгая теория учитывает, помимо существования подзон легких и тяжелых 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 взаимодействия квазичастиц в кристалле. Такая теория (приводящая к громоздким численным расчетам) описывает отклонение положений экзитонных уровней от простой водородоподобной зависимости (4), твонкую структуру экзитонного спектра, закономерности, наблюдаемые при изучении влияния влещ. полей на экзитонные спектры [3].

$$\epsilon_n = 2,177 - \frac{0,097}{n^2} \approx 6$$

„Желтая серия“

$$\epsilon_n = 2,306 - \frac{0,154}{n^2} \approx 8$$

„Зеленая серия“

Влияние магнитного и электрического полей на экситонные спектры. Наряду с зомеманским расщеплением спектральных линий атомов и атомоподобных систем в магн. поле (см. *Векмана эффект*), может наблюдаться их сдвиг в фиолетовую часть спектра. Этот сдвиг — следствие возмущающего действия магн. поля на орбитальное движение электронов. Сдвиг всегда положительный, величина его  $\Delta E = e^2 H^2 / 8 m c^2$  мала для состояний атома или атомоподобных систем с малыми радиусами. Поскольку радиус возбужденных экситонных состояний составляет сотни и тысячи  $\text{Å}$ , сдвиг, пропорциональный  $H^2$ , хорошо наблюдается в полях  $H$ , во превышающих десятки кЭ. Существенно большего радиуса у В.—М.э. первоначально и было доказано экспериментами на наблюдающем сдвиге экситонных линий под влиянием магн. поля. В сильных магн. полях возникают т. п. диамагнитные экситоны, определяющие структуру спектра межзонного оптич. поглощения в полупроводниках, помещенных в сильное магн. поле [5]. Описание воздействия электрич. поля на край поглощения в полупроводниках также требует учёта экситонных состояний (см. *Келдыш — Франка эффект*).

Влияние В.—М.э. на фотопроводимость и др. свойства полупроводников. Согласно продолжению Френкеля, оптич. переходы в экситонные состояния не должны приводить к фотопроводимости. Однако взаимодействия экситонов, напр. с фононами или примесными атомами, приводит к возникновению фотопроводимости при возбуждении экситонов светом. Одним из видов такого взаимодействия может быть, напр., ионизация примеси или самого экситона и появление свободных электронов или дырок в зонах. Поэтому В.—М.э. играют существ. роль в разл. механизмах *фотопроводимости* в полупроводниках. 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. решетке 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, привлекательны для развития методов генерации субпериодических импульсов света.

При высоких концентрациях В.—М.э. наблюдаются т. н. метадиффузия экситонов с образованием электрон-дырочных каналь и др. явления, обусловленные коллективным взаимодействием квазичастиц (см. *Электронно-дырочная жидкость*, [7]).

В.—М.э. состоят из двух фермионов, поэтому они являются бозоном. Следовательно, возможна *Бозе — Эйнштейна конденсация* В.—М.э. (либо *биквитонов*).

Лит.: 1) Я н и л е т Г. П., The structure of electronic excitation levels in insulating crystals, «Физ. Реви.», 1957, т. 52, в. 191; 2) М о т т Н. F., Conduction in polar crystals, п. 2, «Тала. Farad. Soc.», 1958, в. 34, р. 590; 3) Н о к с Р., Теория экситонов, пер. с англ., М., 1966; 4) Г р о с с Е., Экситон и его движение в кристаллической решетке, «УФН», 1962, т. 26, с. 433; 5) З а х а р ч е в В. П., С е в е я н Р. П., Диамагнитные экситоны в полупроводниках, «УФН», 1969, т. 97, с. 194; 6) А т р а н о в и ч В. Ж., Г и н з б у р г В. П., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов, 2 изд., М., 1979; 7) К е л д ы ш Л. В., Электронно-дырочные каналы в полупроводниках, «УФН», 1970, т. 100, с. 514.

ВАР (вольт-ампер реактивный, ВАР) — Б. П. Захарьин, 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  $\pi/2$ .

ВАРАКТОР — то же, что *варикап*.

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ — см. в ст. *Космические лучи*.

ВАРИАЦИОННОЕ ИСЧИСЛЕНИЕ — раздел математики, обобщающий элементарную теорию экстремума  $F(x)$ . В В. и речь идёт об экстремуме *функционалов* — величии, зависящих от выбора одной или неск. ф-ций  $f_1, \dots, f_m$ , к-рые играют для функционала  $F(f_1, \dots, f_m)$  роль аргументов. Аналогично тому, как в задаче об экстремуме ф-ции  $f(x_1, \dots, x_n)$  необходимо указать область  $D$  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. Верулли (J. Veruilli) в 1696, окончательн. В. и сформировалось в 18 в. благодаря работам Л. Эйлера (L. Euler).

Необходимым условием экстремума ф-ции  $f(x)$  в точке  $x^0 = (x_1^0, \dots, x_n^0)$  является равенство нулю её производной по любому направлению  $a = (a_1, \dots, a_n)$ :  $df(x^0; a) = \sum_{i=1}^n a_i f'_i(x^0) = 0$ , т. е.  $\nabla f = 0$ . Малому смещению аргумента для функционалов соответствует в а р л и а ц и (отсюда назв. В. и.) ф-ции:  $f_j \rightarrow f_j + \eta_j$ , где  $\eta_j$  — ф-ции из допустимого класса, обращающиеся в нуль на границе  $D$ . Аналогом производной по направлению служит первая вариация функционала:

$$\delta F = \frac{dF}{dx} F(f_j + \eta_j) \Big|_{x^0} = \sum_j \int_D \frac{\delta F}{\delta f_j} \eta_j dx_1 \dots dx_n,$$

где определяемая последней ф-лой вариационная, или *функциональная производная*  $\delta F / \delta f_j$  является аналогом градиента  $\nabla f$ . Необходимое условие экстремума функционала,  $\delta F / \delta f_j = 0$ , следует из осн. леммы В. и.: если для всех ф-ций  $\eta(x_1, \dots, x_n)$  из допустимого класса, обращающихся в нуль на границе  $D$ ,

$$\int_D \varphi(x_1, \dots, x_n) \eta(x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_n = 0,$$

то непрерывная ф-ция  $\varphi(x) = 0$ .

На практике функционал  $F$  задается в виде интеграла по области  $D$  от нек-рой комбинации ф-ций  $f_1, \dots, f_m$  и их производных; в простейших случаях

$$F = \int_D \mathcal{L}(f_i, \partial f_j / \partial x_k) dx_1 \dots dx_n.$$

Вычисление функциональной производной приводит к *Эйлера — Лагранжа уравнениям* — системе дифференц. ур-ий

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial f_j} - \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (f_j / \partial x_i)} = 0, \quad j = 1, \dots, m$$

с соответствующими граничными условиями.

Решения этой системы наз. экстремалами яв. функции  $F$ . Экстремаль соответствует минимуму  $F$  при выполнении условия Лежандра [обобщающего требования неотрицательности квадратичной формы  $\sum a_{ij} \partial^2 f_i \partial x_j$ , гарантирующего минимум ф-ции  $f(x)$ ]. Согласно этому условию, всюду на экстремали должна быть неотрицательна квадратичная форма с коэф.  $\partial^2 \mathcal{L} / \partial f_j^2$  (в простейшем случае одномерной области  $D$ , когда  $f_j = df/dx$ ).

До сих пор шла речь о вариц. задачах, в к-рых допустимый функциональный аргумент подчинялся лишь граничным условиям. В более общей постановке задачи требуется найти экстремали функционала  $F$  с задолпнит. условиями, налагаемыми на функциональные

аргументы во всей области  $D$  их определения. Эти условия могут быть интегральными:

$$K = \int_D C(f_j, \partial f_j / \partial x_i) dx_1 \dots dx_n = 0$$

или алгебраическими:  $C(f_j, \partial f_j / \partial x_i) = 0$ . В обоих случаях задача сводится к обычной введению множителя Лагранжа  $\lambda$ . В первом случае переходят к новому функционалу  $F = F + \lambda K$ , решают уравнения Эйлера — Лагранжа, а множитель  $\lambda$  находят из условия  $K = 0$  на экстремали. Во втором случае вводят новый функционал

$$\bar{F} = F + \int_D C \lambda(x) dx_1 \dots dx_n$$

и неизвестную функцию  $\lambda(x)$  находят из уравнений Эйлера — Лагранжа.

В. и. используют в разл. областях физики. Фактически все законы, формулируемые обычно в локальном дифференциальном виде, можно сформулировать на вариационном языке. Фундаментальным примером является *наименьшее действие* принцип в классической механике. Здесь роль переменных  $t$  играет время  $t$ , меняющееся в заданном интервале  $[a, b]$ , функциональными аргументами являются обобщенные координаты  $q_j(t)$ , а называемый *действием* функционал  $S[q] = \int_a^b \mathcal{L}(q_j, \dot{q}_j) dt$  задается *Лагранжа функцией*  $\mathcal{L}$ . 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. вариационные принципы.

В задаче о движении материальной точки во внешнем поле можно интересоваться только формой траектории без детального знания временной зависимости  $q(t)$ . В этом случае используется принцип минимизации укороченного действия, или принцип Монпертью: и. при задании потенциалов  $U$ , полной энергии  $E$ , начальных и конечных точек траектории вся траектория определяется минимизирующей функционала

$$S_0 = \int_{q_i}^{q_f} \sqrt{2m(E - U(q))} dq,$$

где  $dq$  — элемент длины траектории, а  $q_i$  и  $q_f$  — начальная и конечная её точки. Принцип Монпертью является следствием принципа наименьшего действия и допускает обобщение на сложные механические системы.

Аналогом принципа Монпертью в оптике служит *Ферма принцип* наименьшего времени: в среде с переменным показателем преломления  $n$  траектория луча света такова, что интеграл  $\int_{q_i}^{q_f} n dq$  минимален. Иначе говоря, луч света выбирает себе траекторию, для прохождения к-рой требуется миним. время.

Последний пример — вариационный принцип Ритца в квантовой механике. Задачу о решении уравнения 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 обобщенных координат). Принцип Ритца — незаменимое орудие расчёта сложных атомов и ядер, когда точное решение уравнения Шрёдингера невозможно и задачу решают минимизирующей функционала  $J$  на некотором классе пробных функций.

Лит.: Курат Р., Гильберт Д., Методы математической физики, пер. с нем., т. 1, 3 изд., М.—Л., 1951; Лаврентьев М. А., Лекции по вариационному исчислению, 2 изд., М.—Л., 1956; Аллиподери В. В., Математические методы классической механики, 2 изд., М., 1978.

**ВАРИАЦИОННЫЕ ПРИНЦИПЫ МЕХАНИКИ** — положение, устанавливающие свойства, к-рым истинное, т. е. фактически происходящее под действием заданных

сил, движение (или состояние равновесия) механической системы отличается от всех её кинематически возможных движений (состояний), и позволяющие получить в качестве следствия уравнения движения или условия равновесия этой системы. Ряд В. н. м. выражает эти свойства в виде, к-рый позволяет распространить принципы на др. области физики. Этим обуславливается важность В. н. м. для всей теоретической физики. Практич. ценность В. н. м. заключается в том, что при применении их к решению задач механики из уравнений движения или условий равновесия исключаются наперед неизвестные реакции соответствующих связей.

Устанавливаемое В. н. 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. н. 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. н. м. можно разделить на дифференциальные, устанавливающие, как 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 дифференциальные 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. дифференци. В. н. м. относятся: 1) возможные перемещений принцип, устанавливающий общее условие равновесия механич. системы с идеальными связями, согласно к-рому положение равновесия отличается от всех др. положений системы тем, что только для положительного 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 инерции на любом возможном перемещении системы равна в каждый момент времени нулю. Равенство, выражающее этот принцип математически, наз. ещё общим уравн. механики (см. *Динамика*). К др. дифференци. В. н. м. относятся *Жуковского принцип*, принцип наименьшего принуждения (см. *Гаусса принцип*) и принцип наименьшей кривизны (см. *Герца принцип*).

К интегральным В. н. м. относится т. н. принцип 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 Монпертью — 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 понимаем определ. интеграл по времени от разности между кинетич. и потенциальной энергиями системы. В принципе Монпертью — Лагранжа сравниваются движения консервативной системы между двумя данными её кон-

фигурациями, 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. Поляна, М., 1959 Переводы оригинальных работ И. Бернулли, Гамильтона, Гаусса, Герца, Д. Аламбера, Лагранжа, Мошера, Остроградского, Эйлера, Ляпуна и мн. др. 1. См. также: *Лит. ст. Действие. Динамика. С. М. Торж. ВАРИКАШ* — 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).

**ВАРИКОИД** [англ. varicoid, от vari(able) — переменный и cond(enser) — конденсатор] — конденсатор, заполненный сегнетокерамкой, ёмкость к-рого нелинейно зависит от приложенного напряжения (см. *Сегнетокерамика*). 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  $F_i$  имеет равнодействующую  $R$ , то момент равнодействующей  $M_0(R)$  относительно любого центра  $O$  (или оси  $z$ ) равен сумме моментов  $M_0(F_i)$  составляющих сил относительно того же центра  $O$  (или той же оси  $z$ ). Математически В. т. выражается равенствами:

$$M_0(R) = \sum_{i=1}^n M_0(F_i) \quad (1)$$

или

$$M_z(R) = \sum_{i=1}^n M_z(F_i). \quad (2)$$

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  $F_i$  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. Торж. ВАРИСТОР [англ. varistor, от vari(able) — переменный и (resistor) — 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 *автосветящейся 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<sup>7</sup> эрг/с = 0,102 кгс·м/с. В. используют для выражения механ. мощности, а также мощности, ей эквивалентных (напр., мощности электр. цепи, теплового потока и т. д.).

**ВЕБЕР** (Вб, Wb) — единица СИ магн. потока, равная потоку, создаваемому однородным магн. полем при ин-

дукции 1 тесла через нормальное сечение площадью в 1 м<sup>2</sup>. 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 электрич-ств 1 Кл. 1 Вб = 1 Кл·Ом = 1 Т·м<sup>2</sup> = 10<sup>8</sup> максвелл. **ВЕДУЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ** (удаляющее магнитное поле) — магн. поле в окрестности орбиты частицы в циклотроне, *ускорителе заряженных частиц*, обеспечивающее движение частицы по искривлённой траектории.

**ВЕЛИА УРАВНЕНИЕ** — уравнение движения для безмассовой двухкомпонентной (описываемой двухкомпонентным спинором) частицы со спином 1/2.

Четырёхкомпонентный спинор  $\psi(x)$ , являющийся решением *Дирака уравнения* [ $x = (x^0, x)$  — 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  $\psi(x)$  ( $\gamma_5$  — *Дирака матрица*). Из ур-ния Дирака следует, что  $\Psi_R(x)$  и  $\Psi_L(x)$  удовлетворяют ур-ниям:

$$i\gamma^\mu \frac{\partial \Psi_R}{\partial x^\mu} - m\Psi_L = 0, \quad (1)$$

$$i\gamma^\mu \frac{\partial \Psi_L}{\partial x^\mu} - m\Psi_R = 0. \quad (2)$$

Здесь  $m$  — масса покоя частицы,  $\gamma^\mu$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ ) — матрицы Дирака (используемые система единиц, в к-рой  $\hbar=c=1$ ). При  $m=0$  ур-ния (1) и (2) расщепляются и для безмассовой частицы получаем:

$$\gamma^\mu \frac{\partial \Psi_{L,R}}{\partial x^\mu} = 0. \quad (3)$$

Ур-ния (3) удобно рассмотреть в представлении, в к-ром матрица  $\gamma_5$  диагональна (спинорное или киральное представление). В этом представлении

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \quad i=1, 2, 3; \quad \gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix},$$

где  $\sigma_i$  — *Паули матрицы*,  $I$  — единичная,  $0$  — нулевая  $2 \times 2$  матрица. Если четырёхкомпонентный спинор  $\psi$  записать в виде:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{pmatrix}$$

( $\psi_+$  и  $\psi_-$  — двухкомпонентные спиноры), то

$$\Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_+ \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_- \end{pmatrix}$$

и для  $\psi_+$  и  $\psi_-$  из (3) получаем:

$$\frac{\partial \psi_+}{\partial x^0} + \sigma \nabla \psi_+ = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \psi_-}{\partial x^0} - \sigma \nabla \psi_- = 0. \quad (5)$$

Чтобы понять физ. смысл ф-ций  $\psi_+$  и  $\psi_-$ , рассмотрим состояния с импульсом  $p$  и энергией  $p^0 = |p|$ :

$$\psi_\pm(x) = u_\pm(p) \exp(ipx - ip^0x^0).$$

Из (4) и (5) следует, что двухкомпонентные спиноры  $u_+(p)$  и  $u_-(p)$  удовлетворяют ур-ниям:

$$o\mathbf{p}u_\pm = \pm u_\pm(p).$$

Здесь  $\mathbf{p} = p/p$ ,  $o\mathbf{p}$  — оператор *спиральности*. Т. о., спиноры  $u_+(p)$  и  $u_-(p)$  описывают частицу соответственно с *положит.* и *отрицат. спиральностью*. Аналогично можно показать, что решения ур-ний (4) и (5) с *отрицат. импульсом* и *отрицат. энергией* описывают *античастицу* соответственно с *отрицат.* и *положит. спиральностью*.

У-рия (4) и (5) получены Г. Вейлем (H. Weyl) в 1929 и носят его имя. Вейль предположил, что (4) [либо (5)] может быть у-рией для безмассовой частицы со спином  $1/2$ . Гипотеза Вейля была вскоре подвергнута критике В. Паули (W. Pauli) на том основании, что у-рия (4) и (5) не инвариантны относительно пространственной инверсии («... эти волновые у-рия... не инвариантны относительно зеркального отображения (исменимы правого на левое) и вследствие этого неприменимы к физическим объектам». В. Паули, «Общие принципы волновой механики», М.—Л., 1947, с. 254). Об у-риях Вейля вспомнили в 1957 после эксперим. открытия несохранения четности в слабом взаимодействии. Л. Д. Ландау, Ли Цундао (Lee Tsung Dao) и Янг Чжэньин (Yang Chen Ning) и А. Салам (A. Salam) предположили, что нейтрино описывается двухкомпонентным нейтрином спинором  $\psi$ , либо  $\psi_-$  (теория двухкомпонентного нейтрино; см. *Нейтрито*). Ландау основывался на гипотезе CP-инвариантности и предположил, что нейтрино является вейлевской частицей, поскольку у-рия Вейля инвариантны относительно CP-преобразования. Эксперимент подтвердил теорию двухкомпонентного нейтрино.

Лит.: Ландау Л. Д., Об одной возможности для поляризованных свойств нейтрино, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 407. С. М. Вильсоки.

**ВЕЙСБАХА ФОРМУЛА** — формула для расчёта потери напора на местах суживаний при течении несжимаемой жидкости в каналах:  $h = \xi v^2 / 2g$ , где  $h$  — местная потеря напора,  $v$  — ср. скорость на местом, где происходит потеря напора,  $\xi$  — коэф. местного сопротивления. Предложена Ю. Вейсбахом (J. Weisbach) (1855).

**ВЕКТОР СОСТОЯНИЯ** (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  $|\Lambda\rangle$  этого пространства взаимно однозначно сопоставить сопряжённый (дуальный) ему вектор  $\langle\Lambda|$ , связанный с  $|\Lambda\rangle$  след. соотношениями: если  $|\Lambda\rangle = c_1|A_1\rangle + c_2|A_2\rangle$ , где  $c_1, c_2$  — произвольные комплексные числа, то  $\langle\Lambda| = c_1^* \langle A_1| + c_2^* \langle A_2|$  (\* означает комплексное сопряжение). По терминологии, предложенной Дираком, вектор  $|\Lambda\rangle$  наз. «кэт», а сопряжённый ему вектор  $\langle\Lambda|$  — «бра», что отвечает рабсиению англ. слова bracket (скобка) на две части. Если координаты вектора «кэт»  $|\Lambda\rangle$  в к.-л. базисе представлять в виде столбца  $(a_i)$ , то координаты вектора «бра»  $\langle\Lambda|$  в сопряжённом базисе могут быть представлены строкой из комплексно-сопряжённых чисел:  $(a_1^*, a_2^*, \dots)$ , а скалярное произведение двух В. с.  $\langle A|$  и  $|B\rangle$ , обозначаемое  $\langle A|B\rangle$  (примч  $\langle A|B\rangle = \langle B|A\rangle^*$ ), получается по правилам матричного умножения (см. *Матрица*) путём умножения строки, отвечающей  $\langle A|$ , на столб. соответствующий  $|B\rangle$ . Вследствие взаимно однозначного соответствия между векторами «кэт» и «бра» любое состояние динамич. системы может быть описано с помощью как В. с. «кэт», так и В. с. «бра».

Скалярное произведение В. с.  $\langle A|$  само на себя наз. в ормой  $\langle A|A\rangle$ . Оно представляет собой обобщение квадрата длины обычного вектора. В квантовой меха-

нике постулируется, что В. с. динамич. системы обладают конечной нормой:  $\langle A|A\rangle \geq 0$ . (Для В. с. отвечающих «нефизическим» переменным, это требование может быть ослаблено; см. *Индифферентная метрика*.)

В пространстве В. с. имеет смысл понятие ортогональности, к-рое является обобщением соответствующего понятия для обычных векторов: два В. с.  $\langle A|$  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 (ортономированного) базиса совокупность В. с., отвечающих *полному набору* измеримых физ. величин для данной системы, т. е. если величины  $F, G, \dots, N$  составляют полный набор, а  $\hat{F}, \hat{G}, \dots, \hat{N}$  — соответствующие им эрмитовы операторы, то в качестве базиса используются собственные В. с.

$$\begin{aligned} \hat{F}|\Phi, G, \dots, N\rangle &= F|\Phi, G, \dots, N\rangle, \\ \hat{G}|\Phi, G, \dots, N\rangle &= G|\Phi, G, \dots, N\rangle, \\ \hat{N}|\Phi, G, \dots, N\rangle &= N|\Phi, G, \dots, N\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

где  $F, G, \dots, N$  (обозначив их набор для краткости одной буквой  $n$ ) — *собственные значения* операторов  $\hat{F}, \hat{G}, \dots, \hat{N}$ . Если  $n$  образуют дискретный спектр, то соответствующие им собственные В. с. могут быть нормированы на единицу:

$$\langle n|n'\rangle = \delta_{nn'}; \quad (2)$$

здесь  $|n'\rangle = |F', G', \dots, N'\rangle$ ,  $\delta_{nn'} = \delta FF' \delta GG' \dots \delta NN'$  — символ Кронекера;  $\delta_{nn} = 0$ , если  $n \neq n'$  и  $\delta_{nn} = 1$ , если  $n = n'$  (т. е. если  $F = F', G = G', \dots, N = N'$ ). Произвольный В. с. динамич. системы  $|\Phi\rangle$  может быть представлен в виде разложения:

$$|\Phi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle, \quad (3)$$

где  $c_n$  — координаты В. с.  $|\Phi\rangle$  в базисе  $|n\rangle$  — представляющий собой ф-ию перемешивания  $n$ ,

$$c_n = \langle n|\Phi\rangle = \psi(n).$$

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 в е р о я т н о с т и 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  $K$  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. *Представления теории*).

Если собствен. значения  $n$  (или шк-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*:

$$\langle n|n'\rangle = \delta(n-n'). \quad (2')$$

Квадрат модуля волновой ф-ции в этом случае равен и л о т о с т и вероятности данного состояния. Вероятность  $dn$  того, что для системы с В. с.  $|\Phi\rangle$  величины  $n$  будут обнаружены в интервалах  $n+dn$ , равна:

$$dn = |\psi(n)|^2 dn.$$

Формально условие (2') противоречит постулату квантовой механики, требующему существования конечной нормы В. с. Это связано с тем, что В. с., отвечающей

опред. значение 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  $\Delta F$ , зависящей от разрешения прибора. Поэтому «физические» В. с., отвечающие заданному (среднему) значению измеренной величины  $\bar{F}$ , представляют собой по существу *волновой пакет*:

$$|\bar{F}\rangle = \frac{1}{\Delta F} \int_{\bar{F}-\Delta F/2}^{\bar{F}+\Delta F/2} |F'\rangle dF'. \quad (4)$$

[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.  $|\bar{F}\rangle$  ковенча:  $\langle \bar{F}|\bar{F}\rangle = 1/\Delta F$  при любом конечном  $\Delta F$ . Т. о., «физические» В. с. (4) удовлетворяют требованию существования конечной нормы. Однако в т.м. отношении использование их представляет ряд неудобств. Поэтому в аппарате квантовой механики, как правило, используют «мономоратические» 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  $(x_1, y_1, z_1, \dots, x_N, y_N, z_N)$  вместе с величинами, определяющими внутр. степени свободы частиц (напр., *спинами*)  $(\xi_1, \dots, \xi_N)$ . Координаты В. с. в этом базисе

$$\langle x_1, y_1, z_1, \dots, x_N, y_N, z_N; \xi_1, \dots, \xi_N | \Phi \rangle = \Psi(r_1, \dots, r_N; \xi_1, \dots, \xi_N)$$

виз. волновой ф-цией в *конфигурационном представлении*. Условие существования конечной нормы В. с.

$$\langle \Phi | \Phi \rangle = \sum_{\xi_1, \dots, \xi_N} \iiint \Psi^*(r_1, \dots, r_N; \xi_1, \dots, \xi_N) \times \Psi(r_1, \dots, r_N; \xi_1, \dots, \xi_N) dr_1 \dots dr_N - K < \infty$$

означает, что В. с. принадлежит *гильбертовому пространству*. Использование в матем. аппарате квантовой механики собственных В. с. с бесконечной нормой (2') для величин, имеющих непрерывный спектр, требует формального расширения пространств Гильберта путем включения в него также В. с. с бесконечной нормой при условии, что волновые пакеты (4), составляющие из суперпозиции таких В. с., обладают конечной нормой.

В *квантовой теории поля* В. с. часто задаётся в *числе заполнения представления*. В. с. системы частиц с импульсами  $P_1, \dots, P_N$  и др. квантовыми числами  $\sigma_1, \dots, \sigma_N$  получается (с точностью до нормирующего множителя) в результате действия операторов рождения частиц ( $a^\dagger$ ) на В. с. вакуума  $|0\rangle$ :

$$|P_1, \sigma_1; \dots; P_N, \sigma_N\rangle = a_{\sigma_1}^\dagger(P_1) \dots a_{\sigma_N}^\dagger(P_N) |0\rangle.$$

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 *Фокса представление* (в к-ром число частиц и системе не фиксируются).

Лит.: Дирак П. А. М., *Принципы квантовой механики*, пер. с англ., [2 изд.], М., 1978. М. Е. С. Я. А., *Квантовая механика*, пер. с франц., т. 1-2, М., 1978-79. С. С. Герштейн. **ВЕКТОРНАЯ АЛГЕБРА** — 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. В. Гиббса (J. W. Gibbs). Направленный отрезок  $a$ , наз. вектором, характеризуется длиной (модулем)  $a = |a|$  и направлением. Сумма

двух векторов  $a+b$  определяется по правилу треугольника (параллелограмма): вектор  $b$  откладывается от конца вектора  $a$ , и сумма  $a+b$  определяется как вектор, соединяющий начало  $a$  с концом  $b$ . Если  $\lambda$  — действит. число, то вектор  $\lambda a$  получается из вектора  $a$  растяжением в  $\lambda$  раз (при отрицат.  $\lambda$  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:  $(a+b)+c = a+(b+c)$ . Для сложения векторов и умножения на число справедливы обычные правила раскрытия скобок (как при операциях с числами). Множество всех векторов пространства с введенными операциями сложения и умножения на число образует *векторное пространство*.

Скалярное произведение *двух* векторов определяется как число  $(ab) = ab \cos \varphi$ , где  $a, b$  — длины соответств. векторов, а  $\varphi$  — угол между ними. Векторное произведение *двух* векторов  $a, b$ , определяется как вектор, имеющий длину  $ab \sin \varphi$ , перпендикулярный к плоскости векторов  $a, b$  и направленный так, чтобы тройка  $a, b, [ab]$  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 из 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):

$$(a(b+c)) = (ab) + (ac), \quad (a(\lambda b)) = \lambda(ab), \\ [a(b+c)] = [ab] + [ac], \quad [a(\lambda b)] = \lambda[ab].$$

Линейный геом. смысл имеет смешанное произведение  $(a[bc])$ . Это число, равное объёму параллелепипеда, построенного на тройке векторов  $a, b, c$  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:  $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow a$ . Оно обращается в нуль, если эти векторы лежат в одной плоскости (компланарны). Др. известные формулы:

$$[a[bc]] = b(ac) - c(ab), \\ [ab][cd] = a[b[cd]] = (ac)(bd) - (bc)(ad), \\ [a[bc]] - [b[ca]] - [c[ab]] = 0.$$

Удобно задавать произвольный вектор  $a$  его компонентами, т. е. проекциями на оси декартовой системы координат,  $a = \{a_1, a_2, a_3\}$ . Если  $e_1, e_2, e_3$  — векторы единичной длины, направленные вдоль этих осей (орты), то  $a = a_1 e_1 + a_2 e_2 + a_3 e_3$ . Операции над векторами выражаются через их компоненты след. ф-лами:

$$(a+b)_i = a_i + b_i, \quad (\lambda a)_i = \lambda a_i, \\ (ab) = a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3, \\ [a b] = \begin{vmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \end{vmatrix}, \quad (a[bc]) = \begin{vmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{vmatrix}.$$

В правых частях последних двух ф-л стоят определители соответств. матриц.

Лит.: Кочин Н. Е., *Векторное исчисление и начала тензорного исчисления*, 3 изд., М., 1965; Тамм И. Е., *Основы теории электричества*, 9 изд., М., 1976. М. В. Менский.

**ВЕКТОРНАЯ ЧАСТИЦА** — 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 (шпир.,  $p$ -ф.,  $\rho$ -мезоны). Состояния В. ч. с ненулевой массой характеризуются тремя зна-



чениями проекции спина на к.л. направление:  $+1, 0, -1$  или *спиральностью*, если в качестве направления взято направление импульса частицы (для части нулевой массы — двумя:  $\pm 1$ ). А. В. Ефремов. **ВЕКТОРНОГО ТОКА СОХРАНЕНИЕ** в слабом взаимодействии — свойство сохранения не изменяющего странности векторного *заряженного* тока адронов. Гипотеза В. т. с. высказана С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем в 1955 и Р. Фейнманом (В. Фейнман) 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 аналогии слабого и эл.-магн. взаимодействий и на особую выделенность *векторных полей* как переносчиков этих взаимодействий (что способствовало равенству калибровочных теорий фундам. взаимодействий).

В. т. с. тесно связано с *изотопической инвариантностью*, вследствие к-рой в сильном взаимодействии сохраняется изовекторный четырёхмерный ток  $J_{\mu}^z(x)$ :

$$\frac{\partial J_{\mu}^z}{\partial x^{\mu}} = 0 \quad (4)$$

$\{x^0, x^1, x^2, x^3\}$  — точка пространства-времени,  $\mu=0, 1, 2, 3, \alpha=1, 2, 3$  — изотопич. индекс; по индексу  $\mu$  производится суммирование). Эл.-магн. ток адронов представляет собой сумму изоскалярного тока  $J_{\mu}^s$  и третьей компоненты изовекторного тока  $J_{\mu}^3$ :

$$J_{\mu}^{\text{эм}} = J_{\mu}^s + J_{\mu}^3. \quad (2)$$

Гипотеза В. т. с. состоит в том, что не изменяющий странности заряд, векторный ток  $V_{\mu}^{\pm}$  имеет вид:

$$V_{\mu}^{\pm} = J_{\mu}^{\pm} \pm J_{\mu}^3. \quad (3)$$

В силу (1) этот ток сохраняется:

$$\frac{\partial V_{\mu}^{\pm}}{\partial x^{\mu}} = 0.$$

Соотношения (2) и (3) позволяют связать матричные элементы заряд. векторного адронного тока с соответствующими матричными элементами эл.-магн. тока (в частности, связать *форм-факторы* в процессах упругого рассеяния заряженных лептонов и нейтрно на нуклонах).

Имеющиеся эксперим. данные подтверждают В. т. с. Одним из классич. процессов, позволивших проверить справедливость гипотезы В. т. с., является распад

$$\pi^{+} \rightarrow \pi^{0} + e^{+} + \nu_e. \quad (4)$$

В. т. с. позволяет связать адронную часть матричного элемента этого процесса,  $\langle \pi^0 | V_{\mu}^{\pm} | \pi^{+} \rangle$ , с матричным элементом оператора эл.-магн. тока:

$$\langle \pi^0 | V_{\mu} | \pi^{+} \rangle = \sqrt{2} \langle \pi^{+} | J_{\mu}^{\text{эм}} | \pi^{+} \rangle. \quad (5)$$

Матричный элемент  $\langle \pi^{+} | J_{\mu}^{\text{эм}} | \pi^{+} \rangle$  характеризуется эл.-магн. форм-фактором иона, зависящим от квадрата разности 4-импульсов конечного и начального нйонов ( $q^2$ ). Поскольку в распаде (4) значения  $q^2$  близки к нулю, форм-фактор иона в соотношении (5) можно положить равным единице. Для отношения вероятности распада (4) к вероятности осн. распада иона  $\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}$  тогда получаем:

$$R_{\text{теор}} = 1,07 \cdot 10^{-8}.$$

Опыт по изучению распада (4), выполненный в ОИЯИ (г. Дубна), подтвердил гипотезу В. т. с. Из имеющихся данных следует, что

$$R_{\text{эксп}} = 1,033(34) \cdot 10^{-8}.$$

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:

$$\begin{aligned} {}^{12}\text{N} &\rightarrow {}^{12}\text{C} + e^{+} + \nu_e, \\ {}^{12}\text{B} &\rightarrow {}^{12}\text{C} + e^{-} + \bar{\nu}_e. \end{aligned} \quad (6)$$

Отношение спектров нейтронов и электронов в распадах (6) оказывается пропорциональным величине  $1 + (16/g_0) \mathcal{E}$ , где  $\mathcal{E}$  — энергия позитрона (электрона),  $a = (\mu_p - \mu_n)/2 M g_0$ ,

$$\left(\frac{g}{g_0}\right)_{\text{теор}} = 0,0055 \text{ МэВ}^{-1}.$$

Здесь  $M$  — масса протона,  $g_0 \approx 1,25$  — 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

$$\left(\frac{g}{g_0}\right)_{\text{эксп}} = 0,0055(10) \text{ МэВ}^{-1}.$$

Эл.-магн. взаимодействие и различие масс  $u$ - и  $d$ -кварков нарушают изотопич. инвариантность и приводят к небольшому ( $\sim 1\%$ ) поправкам в соотношениях, к-рые следуют из В. т. с.

*Лит.*: Ли Цзун-дао, Ву Ц.-С., *Слабые взаимодействия*, пер. с англ., М.: 1968; Ву Ц.-С., Мошновский В. А., Вейс-распад, пер. с англ., М., 1970; О. и В. Я. Б., Лейтенов и Вайнер, М. 1981; С. М. Вайнер, **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 — заряд. частица (и её античастица с зарядом противоположного знака).

По поведению относительно *пространственной инверсии* (замене координат  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ) В. п. делат на *составные* и *аксиальные*, меняющие знак при инверсии, и *аксиально-векторные*, или *аксиально-векторные*, не меняющие знака.

В релятивистской теории В. п.  $V_{\mu}(x)$  должно подчиняться диволнит. условию:

$$\frac{\partial V_{\mu}(x)}{\partial x^{\mu}} = 0, \quad (1)$$

к-рое сводит число его независимых компонент до трёх, соответствующих сингу 1, и исключает часть, соответствующую сингу 0.

Свободное комплексное В. п. подчинится *Клейна-Гордона уравнению* и в импульсном представлении имеет вид (в системе единиц  $\hbar=c=1$ ):

$$\begin{aligned} V_{\mu}(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d^4k}{V^2 k_0} \{ & a_{\lambda}(k_{\lambda}(k) e^{i(k_0 t - k r)} + \\ & + a_{\lambda}^{\dagger}(k) e^{-i(k_0 t - k r)} \}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k$  и  $k_0 = \sqrt{k^2 + m^2}$  — соответственно *полной* вектор и частота плоской волны,  $m$  — параметр, играющий в КТП роль массы кванта поля,  $a_{\lambda}^{\dagger}$  — четырёхмерный вектор поляризации ( $\lambda=1, 2, 3$  — поляризация, индекс),  $a_{\lambda}(k)$ ,  $a_{\lambda}^{\dagger}(k)$  и эрмитово сопряжённые им ве-

линии  $a_k^+$  ( $k$ ),  $\bar{a}_k^+(k)$  — векр-е комплексные ф-ции  $k$ . В силу условия (1)  $k_1 a_1^+ \neq 0$ , или  $e_k^+ = k e^+ / k_k$ , т. е.  $e_k^+$  имеет три независимые компоненты  $e^+$ ,  $e^+$ ,  $e^+$ , при этом  $e^+ = (k/k) (k/m)$ , а  $e^+$ ,  $e^+$  — два единичных вектора (орта поперечной поляризации), ортонормированные  $k$  и друг другу. Вместо них часто используют векторы т. н. спирального базиса  $e_{\pm} = (e^+ \pm i e^+) / \sqrt{2}$ , описывающего циркулярную поляризацию, или *спиральность*. В КТП величины  $a_k^+$  превращаются в операторы, подчиняющиеся *перестановочным соотношениям*:

$$[a_k^+(k), a_{k'}^+(k')] = [\bar{a}_k^+(k), \bar{a}_{k'}^+(k')] = \delta_{kk'} \delta(k - k'), \quad (3)$$

где  $\delta_{kk'}$  — *Кronecker символ*,  $\delta(k - k')$  — *дельта-функция* (Дирака) векторного аргумента, а все остальные коммутаторы равны нулю, что позволяет трактовать эти величины как операторы рождения частицы  $a_k^+(k)$  и античастицы ( $\bar{a}_k^+(k)$  с импульсом  $k$ , массой  $m$  и линейной поляризацией  $e^+$ , а  $a_k(k)$  и  $\bar{a}_k(k)$  — как операторы уничтожения частицы и античастицы в этих состояниях.

Платонов В. и. с.  $u=0$  имеет, однако, свои особенности из-за того, что условие (1) оказывается несогласным с перестановочными соотношениями (3) (см. *Квантовая электродинамика*, Яблонский — Милана поля).

Особая важность В. и. связана с тем, что они играют фундаментальную роль в совр. теории элементарных частиц, выступая в качестве калибровочных полей, обеспечивающих калибровочную симметрию теории. Такими, напр., зл. магн. поле, глюонное поле (см. *Квантовая теория поля*), поле *промежуточных векторных бозонов* (см. *Электрослабое взаимодействие*). Соответствующие им векторные частицы (фотоны, глюоны, промежуточные бозоны) служат переносчиками электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовая теория, М., 1980; Копелёва И. П., Попов В. Н., Калибровочное поле, М., 1980. А. В. Ефремов.

**ВЕКТОРНОЕ ПРОСТРАНСТВО** (линейное пространство)

— множество элементов, наз. векторами, для к-рых определены операции сложения и умножения на число. Простейшим, но важным примером — совокупность векторов  $a, b, c, \dots$  обычного 3-мерного пространства. Каждый такой вектор — направленный отрезок, задаваемый тремя числами:  $a = \{x_1, x_2, x_3\}$ ; числа  $x_1, x_2, x_3$  наз. координатами вектора. При умножении вектора на вещественное число  $\lambda$  соответствующий отрезок, сохраняя направление, растягивается в  $\lambda$  раз:  $\lambda a = \{\lambda x_1, \lambda x_2, \lambda x_3\}$ . Сумма двух векторов находится по правилу параллелограмма; если  $a = \{x_1, x_2, x_3\}$  и  $b = \{y_1, y_2, y_3\}$ , то  $a + b = \{x_1 + y_1, x_2 + y_2, x_3 + y_3\}$ . Пары векторов  $a$  и  $b$  сопоставляют также скалярное произведение  $(ab) = x_1 y_1 + x_2 y_2 + x_3 y_3$  (см. *Векторная алгебра*). Непосредств. обобщением 3-мерного пространства является  $n$ -мерное *евклидово пространство*. Его элементы — упорядоченные наборы вещественных чисел, напр.  $a = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ ,  $b = \{y_1, y_2, \dots, y_n\}$ . Сложение и умножение векторов на число определяются ф-лами  $a + b = \{x_1 + y_1, x_2 + y_2, \dots, x_n + y_n\}$ ,  $\lambda a = \{\lambda x_1, \lambda x_2, \dots, \lambda x_n\}$ , а скалярное произведение — ф-лой  $(ab) = x_1 y_1 + x_2 y_2 + \dots + x_n y_n$ . Примером комплексного пространства является  $L$  и  $S$ . В. и. может служить совокупность  $L^2(R^1)$  комплексных ф-ций  $f$ , заданных на всей оси  $R^1$  и квадратично суммируемых (т. е. имеющих конечный интеграл  $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx$ ). Многие классы ф-ций, напр. полиномы заданного порядка, ф-ции непрерывные, дифференцируемые, интегрируемые, аналитические и т. п., также образуют бесконечномерные В. и. п.

В каждом В. и. п. помимо операций сложения и умножения на число, обычно имеются те или иные дополнит. операции и структуры (напр., определено скалярное произведение). Если же не уточнить природу элементов В. и. п. не предполагают в нём никаких дополнит.

свойств, то В. и. наз. абстрактным. Абстрактное В. и.  $L$  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  $\lambda$  и любого элемента  $x$  из  $L$  определен 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  $\lambda(x + y) = \lambda x + \lambda y$ ,  $(\lambda_1 + \lambda_2)x = \lambda_1 x + \lambda_2 x$ . Если все числа  $\lambda$  вещественны (комплексны), говорят о вещественном (комплексном) В. и. п.; множество чисел  $\lambda$  наз. полем скаляров  $L$ . Понятие В. и. можно ввести и для иррационального поля, напр. поля *кватернионов*.

Если  $x_1, x_2, \dots, x_s$  — элементы В. и.  $L$ , то выражение вида  $\lambda_1 x_1 + \lambda_2 x_2 + \dots + \lambda_s x_s$  наз. их линейной комбинацией; совокупность всех линейных комбинаций элементов подмножества  $S$  из  $L$  наз. линейной оболочкой  $S$ . Векторы  $x_1, x_2, \dots, x_s$  из  $L$  наз. линейно независимыми, если условие  $\lambda_1 x_1 + \lambda_2 x_2 + \dots + \lambda_s x_s = 0$  ( $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_s$  — любые элементы поля скаляров) может выполняться только при  $\lambda_1 = \lambda_2 = \dots = \lambda_s = 0$ . Бесконечная система векторов наз. линейно независимой, если любая её конечная часть является линейно независимой. Множество элементов  $x_1, x_2, \dots$  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. и. п. всегда существует, хотя и не определяется однозначно. Если базис состоит из конечного числа  $n$  элементов, то В. и. п. наз.  $n$ -мерным (конечномерным); если базис — бесконечное множество, то В. и. п. наз. бесконечномерным. Выделяют также счётномерные В. и. п. у к-рых имеется счётный базис.

Подмножества В. и. п.  $L$ , замкнутые относительно его операций, наз. подпространствами  $L$ . По любому подпространству  $S$  можно построить новое В. и. п.  $L/S$ , наз. факторпространством  $L$  по  $S$ ; каждый его элемент есть множество векторов из  $L$ , различающихся между собой на элемент из  $S$ . Размерность  $L/S$  наз. размерностью по отношению к  $S$   $L$ ; если размерности  $L$  и  $S$  равны соответственно  $n$  и  $k$ , то размерность  $S$  в  $L$  равна  $n - k$ . Если  $J$  — произвольное множество индексов  $i$  и  $S_J$  — семейство подпространств  $L$  по совокупности всех векторов, принадлежащих каждому из  $S_i$ , есть подпространство, наз. пересечением указанных подпространств и обозначаемое  $\bigcap S_i$ . Для конечного семейства подпространств  $S_1, \dots, S_s$  совокупность всех векторов, принадлежащих всем  $S_i$ , обозначается  $S_1 \cap \dots \cap S_s$ .

$$x = x_1 + x_2 + \dots + x_s, \quad x_i \text{ из } S_i, \quad (*)$$

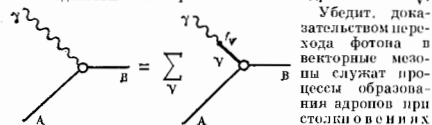
есть подпространство, наз. суммой  $S_1, \dots, S_s$  и обозначаемое  $S_1 + \dots + S_s$ . Если для любого элемента суммы  $S_1 + \dots + S_s$  представление в виде (\*) единственно, эта сумма наз. прямой и обозначается  $S_1 \oplus \dots \oplus S_s$ . Сумма подпространств является прямой тогда и только тогда, когда пересечение этих подпространств состоит только из нулевого вектора. Размерность суммы подпространств равна сумме размерностей этих подпространств минус размерность их пересечения. В. и.  $L_1$  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. и. п. можно найти в матем. аппарате практически любого раздела физики. Конеч-

номерными вещественными В. п. являются, напр., трёхмерное физ. пространство  $R^3$  (без учёта кривизны), конфигурац. пространство  $R^{3n}$  и фазовое пространство  $R^{6n}$  системы  $n$  классич. точечных частиц,  $N$  число бесконечномерных комплексных В. п. принадлежит *альбертову пространству*, конкретные и абстрактные, составляющие основу матем. аппарата квантовой физики. Простейший пример гильбертова пространства — уже упоминавшееся пространство  $L^2(R^3)$ . Осн. физ. примеры — пространства *векторов состояний* ядр, примеры микрочастиц, изучаемых в квантовой механике, квантовой статистич. физике и квантовой теории поля. Находит применение и такие В. п., у которых 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. *гравитационные 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., Матрица Ю. И., Линейная алгебра и геометрия, 2 изд., М., 1986; С. С. Хоружий.

**ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ МОДЕЛЬ (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 ( $\gamma$ ) и нейтрального векторного мезона ( $V$ ) ( $Q=0$ ,  $PC=1-$ , где  $Q$  — электрич. заряд,  $J$  — полный спин,  $P$  и  $C$  — пространственная и зарядовая чётности частицы) и взаимом.  $\Delta I = 0, \pm 1$ . Переход  $\gamma \rightarrow V$  происходит виртуально; для фотонов с переменным 4-мерным импульсом  $q$  при  $|q|^2 = m_V^2 c^2$ , 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 столкновении электронов и позитронов. Так, в энергетич. зависимости сечения процесса  $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ , происходящего посредством аннигиляции пары  $e^+e^-$  в фотон и его превращения в  $\rho^0$ -мезон, распадающийся на пару  $\pi^+\pi^-$ , имеется широкий максимум, положительное к-рому соответствует энергия покоя  $\rho^0$ -мезона.

Гипотеза о существовании векторных мезонов и доминирующей роли переходов  $\gamma \rightarrow V$  при эл.-магн. взаимодействии адронов выдвинута в 1950-х гг. при анализе *форм-факторов* нуклона (на основе метода дисперсионных соотношений) и применения 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 соотношения между амплитудами (а следовательно, и сечениями) эл.-магн. процессов и амплитудами сильного взаимодействия векторных мезонов. Схематич. соотноше-

ние представляется в виде диаграмм на рис. (константа  $\gamma$  характеризует связь фотона с мезоном  $V$ , суммирование проводится по известным нейтральным векторным мезонам). В частности, для сечений фотореакций выполняется приближённое соотношение

$$\sigma(\gamma + A \rightarrow B) = \sum_V \frac{2q_V}{q} \left( \sigma(V + A \rightarrow B) \right) |m_{V \rightarrow \gamma}|^2. \quad (*)$$

Здесь в правой части  $\sigma$  — 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:  $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ , причём определённый вклад ( $\sim 70\%$ ) вносит  $\rho^0$ -мезон. В этом случае ВДМ даёт удовлетворит. описание мягких (с передачами импульса менее 1 ГэВ/с) эл.-магн. процессов. Так, хорошо выполняются предсказания ВДМ соотношения между сечениями процессов  $\gamma + N \rightarrow \pi + N$  и  $\pi + N \rightarrow \rho^0 + N$  ( $N$  — 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.  $\rho^0$ -мезоны, и к-рые проникают фотоны, сильно взаимодействуют с ядрами и поглощаются ими.

ВДМ не применима для жёстких (с передачами импульса больше 1 ГэВ/с), глубоко неурегулих 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.  $J/\psi$ -и  $\psi'$ -частицы), претивуст. на объяснение и глубоко неурегулих эл.-магн. взаимодействий адронов. В рамках *калейбовой хромодинамики* сделаны успешные попытки вычисления констант  $f_V$ .

Лит.: Электромгнитные взаимодействия и структура атомных ядер, 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.

**ВЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ** — раздел математики, в к-ром изучаются скалярные и векторные поля и разл. операции с ними. Скалярное поле составляет каждой точке (3-мерного) пространства век-рое (действительное) число  $\varphi = \varphi(r)$ , а векторное поле — вектор  $a = a(r)$ . Если точка задаётся своими декартовыми координатами,  $r = \{x_1, x_2, x_3\}$ , а вектор — своими компонентами  $a = \{a_1, a_2, a_3\}$ , то *градиент* скалярного поля, *дивергенция* и *ротор* векторного поля выражаются ф-лами:

$$(\text{grad } \varphi)_i = \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}, \quad \text{div } a = \frac{\partial a_1}{\partial x_1} + \frac{\partial a_2}{\partial x_2} + \frac{\partial a_3}{\partial x_3},$$

$$\text{rot } a = \left\{ \frac{\partial a_3}{\partial x_1} - \frac{\partial a_2}{\partial x_3}, \frac{\partial a_1}{\partial x_3} - \frac{\partial a_3}{\partial x_1}, \frac{\partial a_2}{\partial x_1} - \frac{\partial a_1}{\partial x_2} \right\}.$$

Градиент, дивергенция и ротор удобно выразить с помощью символов вектора  $\nabla$  (табл.), компонентами к-рого являются операторы дифференцирования по координатам,  $\nabla = \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right\}$ . Действия этим символом вектором на скалярные и векторные поля по правилам *векторной алгебры*, получим:

$$\text{grad } \varphi = \nabla \varphi, \quad \text{div } a = (\nabla a), \quad \text{rot } a = [\nabla a].$$

Скалярный квадрат вектора  $\nabla$  представляет собой *Лапласа оператор*, или *лапласиан*  $\Delta$  — к-рый обозначается  $\Delta$ :

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2}.$$

Формальные применение правил векторной алгебры

к вектору  $\nabla$  приводит к ряду соотношений между градиентом, дивергенцией и ротором, напр.

$$\begin{aligned} [\nabla(\nabla\varphi)] &= 0, \text{ или } \text{rot grad } \varphi = 0; \\ (\nabla[\nabla a]) &= 0, \text{ или } \text{div rot } a = 0; \\ [\nabla[\nabla a]] - \nabla(\nabla a) &= -\nabla^2 a, \end{aligned}$$

или 
$$\text{rot rot } a = \text{grad div } a - \Delta a.$$

При такого рода формальных преобразованиях необходимо следить, чтобы дифференц. оператор  $\nabla$  в окончательном выражении стоял слева от той ф-ции, на которую он действует. Если оператор  $\nabla$  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 
$$\text{grad}(\varphi\psi) = \varphi \text{ grad } \psi + \psi \text{ grad } \varphi.$$

Сочетая правило Лейбница с правилами векторной алгебры, можно получать соотношения такого типа:

$$(\nabla(a\varphi)) = \varphi(\nabla a) + (a\nabla\varphi),$$

или 
$$\text{div}(a\varphi) = \varphi \text{ div } a + a \text{ grad } \varphi.$$

В случае более сложных алгебраич. выкладок на промежуточных этапах следует отмечать стрелкой ту ф-цию, на которую действует оператор  $\nabla$ , являясь по порядку следования оператора и ф-ции, и лишь на последнем этапе возвращаться к общему порядку:

$$[\nabla(a\varphi)] = [\nabla a\varphi] + [a\nabla\varphi] = \varphi[\nabla a] - [a\nabla\varphi],$$

или 
$$\text{rot}(a\varphi) = \varphi \text{ rot } a - [a \text{ grad } \varphi].$$

Т. о., получаем:

$$\begin{aligned} \text{div}(ab) &= b \text{ rot } a - a \text{ rot } b, \\ \text{rot}(ab) &= a \text{ div } b - b \text{ div } a + (b\nabla a) - (a\nabla b), \\ \text{grad}(ab) &= [a \text{ rot } b] + [b \text{ rot } a] + (b\nabla a) + (a\nabla b). \end{aligned}$$

Все осн. дифференц. операции В. а. имеют определ. геом. смысл, поэтому значения выражений  $\text{grad } \varphi$ ,  $\text{div } a$ ,  $\text{rot } a$  не зависят от выбора системы координат. Все соотношения между дифференц. выражениями также носят инвариантный характер.

В приложениях часто встречается поток вектора  $a$  через заданную поверхность и интеграл от него вдоль заданной кривой:

$$\begin{aligned} \int_S a_n dS &= \int_S a_n dS = \int_S (a_1 dx_2 dx_3 + a_2 dx_3 dx_1 + a_3 dx_1 dx_2), \\ \int_L a dr &= \int_L \alpha_i dl = \int_L (a_1 dx_1 + a_2 dx_2 + a_3 dx_3). \end{aligned}$$

Здесь  $a_n = (an)$  — проекция вектора  $a$  на нормаль к поверхности в данной точке,  $a_i = (a_i)$  — проекция его на единичный вектор  $t$ , касательный к кривой,  $dS$  — элемент площади поверхности,  $dl$  — элемент длины кривой. Пусть  $a$  — распределение скорости движущейся жидкости, тогда первый интеграл равен объёму жидкости, пересекающей данную поверхность в единицу времени. Если  $a$  — силовое поле, то второй интеграл равен работе, совершаемой при перемещении пробного тела вдоль данной кривой. В случае замкнутой кривой такой интеграл ваз. ц и р к у л и ц и е й векторного поля.

Эти интегралы фигурируют в осн. теоремах В. а. — Гаусса — Остроградского формуле и Стокса формуле:

$$\oint_{\partial V} a_n dS = \int_V \text{div } a dV, \quad \oint_{\partial S} a dr = \int_S (\text{rot } a)_n dS.$$

Здесь  $\partial V$  — поверхность, являющаяся границей области  $V$ , а  $\partial S$  — 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  $\partial S$  так же, как положит. направление оси  $x_3$  — относительно положит. направления вращения в плоскости  $x_1, x_2$ . Полагая в ф-ле Гаусса — Остроградского  $a = \psi \text{ grad } \varphi$ , получим важную теорему Грина

$$\oint_{\partial V} \psi (\text{grad } \varphi)_n dS = \int_V (\psi \Delta \varphi + (\text{grad } \psi \text{ grad } \varphi)) dV.$$

Её следствием является ф-ла

$$\oint_{\partial V} (\psi \text{ grad}_n \varphi - \varphi \text{ grad}_n \psi) dS = \int_V (\psi \Delta \varphi - \varphi \Delta \psi) dV.$$

Др. интегральные теоремы можно получить как следствия уже сформулированных:

$$\oint_{\partial S} \varphi dr = \int_S [n \text{ grad } \varphi] dS,$$

$$\oint_{\partial V} \varphi n dS = \int_V \text{grad } \varphi dV,$$

$$\oint_{\partial V} [na] dS = \int_V \text{rot } a dV.$$

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  $B$  является строго вихревым ( $\text{div } B = 0$ ); для этого поля вводит В. п.  $A$  (часто на зы. также вектор-потенциалом):  $B = \text{rot } A$ . При этом напряжённость электрич. поля  $E$  определяется ф-лой  $E = -c^{-1} \partial A / \partial t - \text{grad } \varphi$ , где  $\varphi$  — скалярный потенциал (см. Потенциалы электромагнитного поля); использована Гаусса система единиц. Связь потенциалов и полей не является взаимно однозначной, поэтому В. п. следует рассматривать как 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  $\rho$  и  $j$ ) с внеш. эл.-магн. полем:  $W = \int (\rho\varphi + c^{-1} j \cdot A) dr$ . Градиентная инвариантность этого выражения обосновывается ур-нием непрерывности  $\partial \rho / \partial t + \text{div } j = 0$ . Отсюда следует, что частица с зарядом  $q$  в эл.-магн. поле в дополнение к обчному (чисто динамич.) импульсу обладает ещё эл. к р о к и и е т е с к и м и м о м е н т о м  $P_{\text{эл.}} = q A t$ , что позволяет приур. В. п. соответств. интерпретации.

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 лорцевой калибровке спектральная амплитуда В. п.  $A_\omega$  удовлетворяет волновому ур-нию, а спектральные составляющие электрич.  $E_\omega$  и магн.  $B_\omega$  полей в однородной среде с проницаемостями  $\epsilon(\omega)$  и  $\mu(\omega)$  определяются соотношениями:

$$E_\omega = -\frac{c}{\text{rot } \epsilon} (\nabla \text{ div } A_\omega + \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} A_\omega), \quad B_\omega = \text{rot } A_\omega.$$

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Мерс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958.

М. А. Мильнер, Е. В. Суворов, ВЕКТОРНЫЙ ТОК — квантовый оператор, входящий в гамма-теорию слабого взаимодействия. Преобразуется как 4-вектор при собственных Лоренца преобразованиях. При инверсии системы отсчёта пространственные компоненты В. т. меняют знак, а временная компонента не меняется. В гамма-теории электрослабого

взаимодействия входят два В. т. — заряженный и нейтральный. Заряженный В. т. менятся на единицу суммарный электрич. заряд частиц, между к-рыми он вызывает переходы (напр.,  $p \rightarrow \pi^+$ ,  $\pi^+ \rightarrow \pi^0$ ). Нейтральный В. т. вызывает переходы, в к-рых суммарный электрич. заряд частиц не меняется (напр.,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ,  $p \rightarrow \pi^0 \pi^+$ ). Заряженный  $V_{\mu}^{(+)}$  и нейтральный  $V_{\mu}^{(0)}$  В. т. имеют вид:

$$V_{\mu}^{(+)}(x) = \sum_{l=c, \mu, \tau} \bar{v}_l(x) \gamma^{\mu} l(x) + \sum_{q=u, c, t} \sum_{q=d, s, b} \bar{q}'(x) \gamma^{\mu} U_{q'q}(x), \quad (1)$$

$$V_{\mu}^{(0)}(x) = \frac{1}{2} \sum_{l=c, \mu, \tau} \bar{v}_l(x) \gamma^{\mu} v_l(x) - \frac{1}{2} \sum_{l=c, \mu, \tau} \bar{l}(x) \gamma^{\mu} l(x) + \frac{1}{2} \sum_{q=u, c, t} \bar{q}(x) \gamma^{\mu} q(x) - \frac{1}{2} \sum_{q=d, s, b} \bar{q}(x) \gamma^{\mu} q(x) - 2 \sin^2 \theta_W |g_{\mu}^{3, -M.}(x)|. \quad (2)$$

Здесь  $x = (x^0, \mathbf{x})$  — пространственно-временная координата,  $\gamma^{\mu}$  — Дирака матрицы,  $\mu=0, 1, 2, 3$ ,  $v_l(x)$  и  $l(x)$  — поля нейтрино и заряд. лептона ( $l=c, \mu, \tau$ ),  $q(x)$  — поле кварка ( $q=u, c, t, d, s, b$ ),  $U_{q'q}$  — Вайнберга угол,  $U_{q'q} \sim 3 \times 3$  матрица Кобаяси — Маскава, характеризующая смешивание  $d, s, b$  кварков в слабом взаимодействии, а

$$V_{\mu}^{3, -M.}(x) = - \sum_l \bar{l}(x) \gamma^{\mu} l(x) + \sum_q e_q \bar{q}(x) \gamma^{\mu} q(x) \quad (3)$$

эл.-магн. ток ( $e_q$  — электрич. заряд кварка; черта над оператором поля означает дираковское сопряжение; см. Дирака поле). Первый член в (1) представляет собой заряд. лептонный В. т., второй — заряд. кварковый (адронный) В. т. Если учесть только наиб. лёгкие  $u$  и  $d$ -кварки, то в этом случае заряд. адронный В. т. приобретает вид:

$$V_{\mu}^{(+)}(x) = \bar{p}(x) \gamma^{\mu} \frac{1}{2} (\tau_1 + i\tau_2) p(x) \cos \theta_C. \quad (4)$$

Здесь  $p = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ ,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — Паули матрицы в пространстве изотонич. спина,  $\theta_C$  — Кабиббо угол. Ток  $V_{\mu}^{(+)}$  даёт вклад в матричные элементы таких слабых процессов, в к-рых не меняется странность:  $n \rightarrow p + e^{-}$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\nu_{\mu} + \bar{p} \rightarrow \pi^{-} + n$  и др. Если пренебречь малой разностью масс  $u$  и  $d$ -кварков (что отвечает точной изотонической инвариантности сильного взаимодействия), то  $p(x)$  является изотонич. дублетом, а заряд. ток  $V_{\mu}^{(+)}$  преобразуется как «визю-компонент» изотонич. вектора и, подобно эл.-магн. току, сохраняется. Соответственно факторы  $V_{\mu}^{+}$  связаны с эл.-магн. факторами (см. Векторного тока сохранение). В выражении для вероятности большинства слабых процессов матричный элемент В. т. входит в сумме с матричным элементом аксиального тока. Однако в матричных элементах таких процессов, как  $\pi^{+} \rightarrow \rho^{0} + e^{+} + \nu_e$ ,  $K^{+} \rightarrow \rho^{0} + e^{+} + \nu_e$ , даёт вклад только заряд. адронный В. т. Изучение первого процесса позволило подтвердить гипотезу сохранения векторного тока.

Лит.: Б е р н с т е й н Д. Ж., Элементарные частицы и их токи, пер. с англ., М., 1970; Б е н с е н б е р г в. С. М., Лекции по физике нейтрино и делтон-нуклонных процессов, М., 1981.

**ВЕЛИКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ** — 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 сла-

бое и эл.-магн. взаимодействие — электрослабое взаимодействие (ЭСВ) с локальной симметрией  $SU(2) \otimes U(1)$  являются низкэнергетич. «остатками» единого калибровочного взаимодействия с более широкой группой локальной симметрии  $G$ , описываемого единой константой  $\alpha_G$ . 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 (эффекивные заряды) в КХД и в ЭСВ сильно различаются при доступных энергиях  $E \lesssim 10^{12}$  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  $\sim 40^{14}$  ГэВ, что выходит далеко за рамки мыслимых энергетич. возможностей ускорителя. Однако модели В. о. предсказывают новые качества эффеки, к-рые могут быть подвергнуты эксперим. проверке: распад протона с временем жизни протона, зависщим от конкретной модели и в простейших схемах составляющим  $\tau_p \approx 10^{29 \pm 1}$  лет, осцилляции нейтрон-антинейтрон (т. е. иррадиация 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  $1/3e$ , где  $e$  — абсолют. 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  $\alpha_2$  и  $\alpha_1$  взаимодействия, 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. Барьонная асимметрия Вселенной). Вместе с тем в построении реалистич. модели В. о. имеются трудности, связанные с описанием скалярных частиц — т. я. Хиггса бозонов, наличие к-рых в теории обеспечивает (за счёт Хиггса механизма) спонтанное нарушение симметрии и возникновение масс у промежуточных векторных бозонов (нересонансов слабого взаимодействия), лептонов и кварков. В существующих моделях состав мультиплетов кварков, лептонов и скалярных частиц и спектр их масс не фиксируется симметрией, а вводится 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 ( $u, d, s, \dots$ ) существует в трёх цветовых разновидностях ( $u_d, u_s, u_r, \dots$ , где  $a=1, 2,$

3 — цветовой индекс) и благодаря наличию цвета участвует в хромодинамике, сильным взаимодействием, обладающем локальной цветовой симметрией  $SU(3)$  и характеруемым константой  $\alpha_s$ . 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  $\alpha_2$ , а во взаимодействии с симметрией  $U(1)$ , характеризованной константой  $\alpha_1$ , участвуют все киральные компоненты фермионов (как правые, так и левые). Величины констант  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  принято выражать через константу эл.-магн. взаимодействия  $\alpha$  и угол Вайнберга  $\theta_W$ :

$$\alpha = \alpha_2 \sin^2 \theta_W, \quad \text{tg}^2 \theta_W = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}.$$

Симметрия ЭСВ спонтанно нарушена на расстояниях  $\sim 10^{-18}$  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  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ , сильное и электрослабое взаимодействия являются, по предположению, частью единого взаимодействия, описываемого одной константой  $\alpha_G$ . Поэтому на таких расстояниях между константами  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_s$  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  $G$   $\alpha_s = N_s \alpha_G$ . Можно также показать, что в этом пределе константы  $\alpha_2$  и  $\alpha_1$  должны быть равны друг другу:  $\alpha_2 = \alpha_1 = \alpha_G$ . Т. о., на сверхмалых расстояниях  $\alpha_2 = N_s \alpha_G$ , что фиксирует величину угла Вайнберга в пределе точной симметрии:  $\sin^2 \theta_W = \alpha_1 / \alpha_2 = N_s^{-1}$  [1]. При переходе к расстояниям  $\sim 10^{-16}$  см значения констант  $\alpha$  и  $\alpha_s$  изменяются и величина  $\sin^2 \theta_W$  уменьшается до примерно 0,21 (см., напр., [2], [3]), что близко к эксперим. величине 0,23(25).

Т. к. электрослабая группа симметрии является подгруппой  $G$ , то оператор электрич. заряда  $Q$  является одним из *генераторов группы G*. Поэтому, если группа  $G$  компактна, 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  $\hbar = c = 1$  размерности масс. Зависимость констант при изменении массового масштаба от  $\mu$  до  $M$  определяется в главном (однопетельном) порядке теории возмущений след. соотношениями (ур-ниями эволюции; см. *Перенормировки*):

$$\frac{1}{\alpha(M)} = \frac{1}{\alpha(\mu)} + \frac{8}{3} \left( \frac{11}{4} - \frac{4}{3} N_F - \frac{1}{6} N_D \right) \frac{1}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu},$$

$$\frac{1}{\alpha_s(M)} = \frac{1}{\alpha_s(\mu)} + \left( 11 - \frac{4}{3} N_F \right) \frac{1}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu},$$

$$\frac{1}{\alpha_1(M)} = \frac{1}{\alpha_1(\mu)} + \left( \frac{20}{3} - \frac{4}{3} N_F - \frac{1}{6} N_D \right) \frac{1}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu},$$

где  $N_F$  — число семейств фермионов, а  $N_D$  — число дублетов скалярных полей в ЭСВ. При этом предполагается, что величины  $\mu$  и  $M$  больше масс кварков, лептонов и промежуточных векторных бозонов. Описываемым этим соотношениями зависимость констант от  $M$  при  $N_F = 3$ ,  $N_D = 1$  изображена на рис. 1. Положив в вхв  $\mu \approx m_W$  (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  $\alpha(M_X) = \alpha_s(M_X)$ , 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  $\alpha_G$ , и её эволюция определяется калибро-

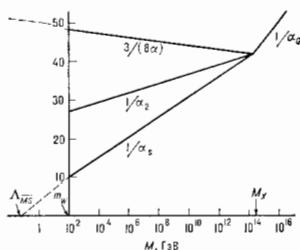


Рис. 1.

вочным взаимодействием, отвечающим полной группе симметрии  $G$ .

Оценка  $M_X$  указанным выше способом производится из соотношения:

$$\ln \frac{M_X}{m_W} = 2\pi \left( \frac{3}{8\alpha(m_W)} - \frac{1}{\alpha_s(m_W)} \right) \left( \frac{33}{4} + \frac{1}{8} N_D \right)$$

(заметьте, что эта оценка не зависит от числа семейств фермионов, но зависит от  $N_D$ ). В простейшей схеме ЭСВ ( $N_D = 1$ ), 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  $\alpha$  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  $N_D = 3$  находим величину единой константы в точке объединения:  $\alpha_G^{-1} \approx 42$ . Задавав теперь  $\alpha_2(M_X) = \alpha_G$  и возвращаясь по ур-нию эволюции для  $\alpha_s$  к  $\alpha_s(m_W)$ , можно найти отношение  $\alpha(m_W) : \alpha_s(m_W) = \sin^2 \theta_W$ , 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  $\alpha_s$  (на рис. 1 величина  $\Lambda_{\overline{MS}}$  отвечает точке, в к-рой продолжение линии  $\alpha_s^{-1}$  пересекает ось абсцисс). Теоретич. неопределённость в численном множителе и 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 коммутующих 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 квантовое и декуплетное представления группы  $SU(5)$ . Кванты для первого представления имеет вид:

$$(\bar{d}_1, \bar{d}_2, \bar{d}_3, e^-, \nu_e),$$

а соответствующий декуплет можно представить антисимметричной матрицей вида:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}_3 & -\bar{u}_2 & -u_1 & -d_1 \\ -\bar{u}_3 & 0 & u_1 & -u_2 & -d_2 \\ \bar{u}_2 & -u_1 & 0 & -u_3 & -d_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 & 0 & -e^+ \\ d_1 & d_2 & d_3 & e^+ & 0 \end{pmatrix}$$

(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. Соответствующие калибровочные взаимодействия осуществляются обменом 24 векторными бозонами. Из них 12 (8 глюонов, W±-бозоны, Z-бозон и фотон) являются калибровочными бозонами группы SU(3) ⊗ SU(2) ⊗ U(1) и не приобретают массы при спонтанном нарушении SU(5)-симметрии на сверхмалых расстояниях. Остальные 12 векторных бозонов — X<sub>a</sub><sup>±</sup> и Y<sub>a</sub><sup>±</sup> (a=1, 2, 3) приобретают массу M<sub>X</sub>. Электрич. заряд X<sup>±</sup>-бозонов равен +<sup>2</sup>/<sub>3</sub> (в единицах e), а Y<sup>±</sup>-бозонов —1<sup>±</sup>/<sub>3</sub>. Бозоны X<sub>a</sub> (Y<sub>a</sub>) одинакового заряда образуют триплет в 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), использование или поглощение X- и Y-бозонов может переводить кварк в лептон

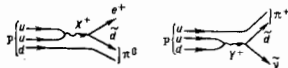


Рис. 2.

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  $\alpha_G/M_X^2$  (аналогично четырёхфермионному слабому взаимодействию, порождаемому обменом массивным W-бозоном). При этом время жизни протона можно оценить из размерных соображений по Ф-е

$$\tau_p = C \frac{M_X^4}{\alpha_G^2} \frac{1}{m_p} = C \left( \frac{M_X}{2 \cdot 10^{16} \text{ ГэВ}} \right)^4 \cdot 10^{29} \text{ лет,}$$

где m<sub>p</sub> — 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 нам, надёжным представляются оценки C ≈ 0,3–1. [Следует отметить, что эксперим. значение  $\tau_p \approx 3 \cdot 10^{31}$  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 →

→ n<sup>+</sup>e<sup>+</sup>, p → d<sup>+</sup>ν<sub>e</sub>), но не рождается электрон или нейтрино.

Спонтанное нарушение SU(5)-симметрии до группы SU(3) ⊗ SU(2) ⊗ 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<sub>X</sub>/√α<sub>G</sub> ≈ 10<sup>15</sup> ГэВ.

Дублеты скалярных полей, обуславливающие спонтанное нарушение SU(2) ⊗ U(1)-симметрии ЭСВ на расстояниях ~10<sup>-16</sup> см, могут принадлежать квинтетам в группе SU(5) либо 45-плетам. При этом остальные компоненты данных SU(5)-мультиплетов приобретают массы порядка 10<sup>18</sup>–10<sup>14</sup> ГэВ при спонтанном нарушении симметрии за счёт вакуумного среднего 24-плетного хиггсово поля H. В схеме с миним. набором мультиплетов скалярных полей — 24-плета с квинтетом или с 45-плетом (т. е. 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<sub>b</sub>/m<sub>τ</sub> ≈ 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<sub>p</sub> 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 также процессы, как осцилляции нейтрон-антинейтрон [5] (возможность осцилляций n ↔ n̄ впервые рассматривалась в [5]). Оценка периода осцилляции зависит от деталей модели; характерные ожидаемые величины ≥1 год. Объединение разн. 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 моделью 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 нас концентрации барионов n<sub>B</sub> в концентрации фотонов n<sub>γ</sub> и микровазового фонового излучения: n<sub>B</sub>/n<sub>γ</sub> ≈ 10<sup>-8</sup>–10<sup>-10</sup>. Она связана с реализацией в моделях В. о. гипотезы о том, что барионная асимметрия Вселенной обусловлена CP-ненарушаемыми процессами с нарушением закона сохранения барионного числа в ранней горячей Вселенной [6]. Теоретич. оценки отношения n<sub>B</sub>/n<sub>γ</sub> 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-ран выражается в однородности микровазового фонового излучения, приходящего из причинно не связанных друг с другом в стандартной космологич.

Модели областей Вселенной. Это объяснение основано на след. выборе масс и констант взаимодействия скалярных масс модели.

Г. 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 неправильной предполагаемая в этих моделях экстраполяция поведения сильного и электрослабого взаимодействий на расстояния, много меньшие 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 «примечательные» объединения). В этом смысле в существующих моделях исследуются лишь простейшие поамозные 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 определен. мере фиксирует их взаимодействия. Суперсимметричные варианты моделей В. о. [7] требуют также суперсимметричной теории сильного и электрослабого взаимодействий, в к-рой предсказывалось 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 включала бы в объединение также и *гравитационное взаимодействие*. При этом состав полей в теории фиксировался бы тем, что имеется лишь одно гравитаци. 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) Матигин С. Г., На пути объединения слабых, электромгнитных и сильных взаимодействий, *ЖЭТФ*, 1981, т. 80, в. 3, с. 29; 3) Далецкий Д. Л., *Устойчивость и хаос в нелинейных динамических системах*, М., 1976; 4) Grand unified theories and proton decay, *Phys. Reports*, 1981, v. 72, p. 185; 5) Georgi H., Glashow S. L., Unity of elementary-particle forces, *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 32, p. 438; 6) К у з ъ м и В. А., CP-инвариантность и барьонная асимметрия Вселенной, *Письма в ЖЭТФ*, 1970, т. 12, с. 335; 7) С а х а р о в А. Д., Нарушение CP-инвариантности, С-асимметрии и барьонная асимметрия Вселенной, там же, 1967, т. 5, с. 25; 8) В е с о и н и М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения, *УФН*, 1985, т. 146, с. 591.

М. Б. Волошин.

**ВЕНЕРА** — 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  $3^{\circ}23,65'$ . 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.  $4,87 \cdot 10^{24}$  кг (0,815 земного), ср. плотность 5240 кг/м<sup>3</sup>, ускорение свободного падения на высоте 8,76 м/с<sup>2</sup> (0,89 земного). Первая космическая скорость на В. 6,2 км/с, вторая — 10,2 км/с. Отличительные фигуры В. от сферической невелики, центр массы смещен относительно геометрического центра на  $1,5 \pm 0,25$  км.

Период вращения В. 243 сут, вращение обратное (по отношению к движению планеты вокруг Солнца), угол между экваториальной плоскостью и плоскостью орбиты меньше  $3^{\circ}$ . Продолжительность солнечных суток на В. 116,8 земных сут; т. о., за один венерианский год восход и заход Солнца на планете происходит дважды. Напряженность освещ. магн. поля В. не превышает  $5 \cdot 10^{-2}$  А/м ( $< 1/1000$  земного). В. окружена плотной атмосферой и облаками. Эффективная темп-ра В.  $(228 \pm 5)^\circ\text{K}$ , интегральная сферич. альбеда  $0,80 \pm 0,02$ . ИК-яркостьная 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 полеты космич. аппаратов (советские «Венера-1—16», американские «Маринер-2, -5, -10», «Пионер-Венера»), радионастроения и радиолокации.

Поверхность В. преимущественно равнинная ( $\approx 90\%$ ), отпочатки, перепады высот менее 1—2 км. На большие возвышенности приходится ок. 8% поверхности, наиб. крупные — Земля Ипитар с горой Максвелла выс. 12 км и свв. полушарии (между  $60^{\circ}$ — $75^{\circ}$  сев. широты) и Земля Афродита близк. экватора ( $10^{\circ}$  сев. широты —  $20^{\circ}$  юж. широты). Поверхность сложена базальтовыми породами, что вместе с др. фактами свидетельствует о прошедшей дифференциации вещества В. на оболочки (кора, мантия, ядро). На поверхности обнаружены четкие 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. съемки с аппаратов «Венера-15, -16» составлены карты сев. полушария В. (примерно от  $30^{\circ}$  с. ш. до полюса) с разрешением 1—2 км и выявлены характерные особенности рельефа.

Ост. составляющие атмосферы В.:  $\text{CO}_2$  (ок. 97%),  $\text{N}_2$  (ок. 3%), кислорода практически нет (менее  $3 \times 10^{-10}\%$ ). Среди относительно малых компонентов:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{HF}$ . Содержание воды, возможно, неравномерно по высоте (от 0,1% на уровне облаков до 0,01% у поверхности). Соединения серы вместе с  $\text{H}_2\text{O}$  обуславливают формирование облаков, состоящих в основном из канелек 75—80%ной серной к-ты. Обнаружено нововещание по сравнению с Землей содержание нерывчатых изотопов инертных газов (отношение  $^{36}\text{Ar}/^{40}\text{Ar}$  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  $\leq 50^{\circ}$ ) близка к адиабатической со ср. градиентом темп-ры ок. 81/км. Суточные колебания темп-ры у поверхности менее 1 К, выше тропопавзы ( $\approx 60$  км) 15 К. Ср. темп-ра тропопавзы 275 К (до широты  $50^{\circ}$ ), 225 К ( $65^{\circ}$ — $80^{\circ}$ ), 245 К (у полюса, где ее высота примерно на 5 км меньше).

В стратомезосфере В. от тропопавзы до 85 км температурный градиент составляет 3,5 К/км и около нуля в мезонаузе (на выс. 90—100 км при темп-ре 175—180 К). Выше этого уровня на дневной стороне находится термосфера, где за счет 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  $\text{CO}_2$  (вместе с  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{N}$  и  $\text{He}$ ), в интервале выс. 150—180 км ост. составляющая —  $\text{O}$ , еще выше —  $\text{He}$ . Особенно знач. измененная концентрация этих компонентов происходит у терминатора. Ионосфера В. менее плотная, чем у Земли. Дневная ионосфера, имеющая узкий максимум электронной концентрации (до  $5 \cdot 10^6$  см<sup>3</sup> 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<sup>-3</sup>, 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 сущест. 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. 40 тыс. лк), а сильная непрозрачность для собств. ИК-излучения плотной атмосферы и обложного 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 ~100 м/с на высоте ок. 50—70 км (т. е. 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., 1984; Ксальфомалити С. В., Планета Венера, М., 1985; Venus, Тиссон, 1982. М. Я. Маров.

**ВЕНТИЛЬНАЯ ФОТОЗДС** — зде, возникающая в результате пространственного разделения электронно-дырочных нар, генерируемых светом в полупроводниковой эл.чир. полем *p-p-перехода, сепереперехода, приэлектродного барьера*. Подробнее см. *Фотогальваномангнитные явления*.

**ВЕНТУРИ ТРУБКА** (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 к энергии 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 интенозко р

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} v_2^2 \left[ \left( \frac{d_1}{d_2} \right)^4 - 1 \right].$$

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  $Q = \alpha v_1 S_1$ , где  $S_1$  — площадь поперечного сечения трубопровода,  $\alpha$  — коэф. расхода В. т., учитывающий потери напора, неравномерность распределения скоростей по сечению и др. местные факторы; этот коэф. зависит от *Рейнольдса числа*.

В. т. применяют при измерениях расхода жидкостей и газов в трубопроводах разного размера (диам. от неск. мм до неск. м). Вследствие *гидродинамического сопротивления*, нисимого установкой В. т., давление в трубопроводе за яею ниже давления  $p_1$  черед трубкой на величину потерь давления:

$$\Delta p \approx \xi \frac{\rho}{2} v_1^2 \left[ \left( \frac{d_1}{d_2} \right)^4 - 1 \right],$$

где коэф.  $\xi = 0,15 - 0,20$ . Коэф. расхода В. т. находят опытным путём (градуировкой), т. е. при нольвомании В. т. без градуировки погрешность может достигать 2% и более. В. т. применяют также для изучения

*кавитации*, т. е. при достаточном большом сужении давления  $p_2$  может стать ниже давления насыщющего пара протекающей черев В. т. жидкости.

*Лит.*: Чугаев Р. Р., Гидравлика, 4 изд., Л., 1982. А. Д. Алтуньян.

**ВЕНЦЕЛЯ — КРАМЕРСА — БРИЛЛЮЭНА МЕТОД** (метод ВКБ) — см. *Квазиклассическое приближение* квантовой механики.

**ВЕРДЕ ПОСТОЯННАЯ** (удельное магнитное вращение) — константа пропорциональности  $V$  в законе Верде (M. Verdet), определяющем связь между углом  $\theta$  магнитооптич. вращения плоскости поляризации (см. *Фарадея эффект, Магнитооптика*) и напряжённостью магн. поля  $H$ :  $\theta = V H l$  ( $l$  — длина пути света в среде). Предполагается, что направление распространения светового пучка параллельно или антипараллельно силовым линиям приложенного магн. поля (т. е. геометрия Фарадея).

Закон Верде выражает простейшую (линейную) зависимость фарадеевского вращения от величин 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, 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 вид исходной спонтанной намагниченности, связанной с оредел. кристаллографич. направлением. Однако применительно к ним оказывается справедливой линейная связь между  $\theta$  и намагниченностью  $M$ :  $\theta = K M l$ . В этой ф-ле константа  $K$  носит название постоянной Кунда. В таблицах обычно приводится значение уд. вращения при насыщенной намагниченности для света, распространяющегося вдоль направления намагниченности.

Знак  $V$ , 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  $V$  и диамагн. сред практически не обнаруживает температурной зависимости, тогда как  $V$  и 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 вряду с  $V$ , п. используют также величину молекулярного вращения  $\Omega = V/\rho$  ( $\rho$  — плотность, г/см<sup>3</sup>) или т. п. молекулярной постоянной магн. вращения  $D = 9\pi\Omega^2/(n^2 + 2)^2$  ( $n$  — показатель преломления). Преимуществом величины  $D$  для молекулярных сред является то свойство, что аналогично уд. рефракции она с хорошей точностью сохраняет своё значение при изменении плотности и агрегатного состояния среды и, кроме того, во многих случаях обнаруживает свойство аддитивности.

Значения  $V$  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 . . . . .	0,72·10 <sup>-6</sup>	Кислород, жидкий	7,82·10 <sup>-3</sup>
Воздух . . . . .	8,83·10 <sup>-6</sup>	Мезиловый спирт,	
Азот, газ . . . . .	6,92·10 <sup>-6</sup>	жидкий . . . . .	9,6·10 <sup>-3</sup>
Кислород, газ . . . . .	31,4·10 <sup>-6</sup>	Вода . . . . .	1,31·10 <sup>-2</sup>
Азот, жидкий . . . . .	4,15·10 <sup>-6</sup>	NaCl, кристаллы . . . . .	3,28·10 <sup>-1</sup>
		ZnS, кристаллы . . . . .	2,82·10 <sup>-1</sup>

*Лит.* см. при ст. *Фарадея эффект, Магнитооптика*. В. С. Залосский.

**ВЕРоятНАЯ ОШИБКА** — одна из мер ошибки при оценке результата. Величина  $V. o.$  означает, что полученный результат отличается от среднего, вероятно, не более чем на эту величину. Обычно в качестве  $V. o.$  берут 50%-ную ошибку, т. е. в 50% случаев фактич. ошибка будет меньше вероятной. Если ошибки соответствуют нормальному распределению, то  $V. o.$  связана с дисперсией  $\sigma^2$  соотношением  $\mu = 0,674 \sigma$ .

А. А. Лебедев.

**ВЕРоятНОСТЕЙ ТЕОРИЯ** — 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 существует 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-рые не позволяют 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 некоего воспроизводимого комплекса условий  $A$  может наступить или не наступить 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 некоем 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  $A$  и практически к 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. воцарили в сер. 17 в. в работах Б. Паскаля (B. Pascal), П. Ферма (P. Fermat) и Х. Гюйгенса (Ch. Huygens). Сущест. 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  $A \cup B$  о б ъ е д и н е н и е

событий  $A$  и  $B$  (событие «наступает  $A$  или  $B$ »), а через  $\bar{A}$  — д о с т о в е р н о е событие, т. е. событие, наступающее при каждом осуществлении условий  $C$ . События  $A$  и  $\bar{A}$  наз. и с с о в м е с т н ы м и, если их одновременно наступление невозможно. Из частотной интерпретации вероятности следует:

$$1) 0 \leq P(A) \leq 1; \quad 2) P(\bar{A}) = 1 - P(A); \\ 3) P(A \cup B) = P(A) + P(B)$$

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 набр. простом её варианте (элементарной В. т.) предполагается, что испытание заканчивается одним из конечного набора  $\Omega = \{\omega_1, \dots, \omega_N\}$  исходов  $\omega_i$ , к-рые наз. элементарными и событиями  $\omega_i$ . Каждому исходу  $\omega_i$  приписывают вероятность  $p_i \geq 0$ , причём  $p_1 + \dots + p_N = 1$ . Рассматриваемые в элементарной В. т. события  $A$  —  $\{\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_k\}$  имеют вид «наступает  $\omega_i$ , или  $\omega_j, \dots$  или  $\omega_k$ »; исходы  $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_k$  наз. благоприятствующими  $A$ . Событие  $\bar{A}$  наз. достоверным. Вероятность  $P(A)$  события  $A$  равна сумме вероятностей благоприятствующих ему исходов:  $P(A) = p_1 + p_2 + \dots + p_k$ . Именно так устроена любая числовая ф-ция, заданная на классе всех подмножеств  $\Omega$  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  $p_1 = p_2 = \dots = p_N = N^{-1}$ , следовательно, вероятность события  $A$  равна отношению числа благоприятствующих  $A$  исходов к общему числу  $N$  «равновозможных» исходов (т. е. в к л а с с е и с с о в м е с т н о с т и о п р е д е л е н и е вероятности; именно оно имеется в виду, когда говорят о случайном выборе одного из некоей совокупности предметов). Такое определение вероятности является, но существу, спец. формой зависимости 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 набр. 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 им 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-множествен. обозначения (что естественно, поскольку события в ней отождествляются с множествами исходов). Так,  $\bar{A}$  — д о с т о в е р н о е (или противоположное) к  $A$  событие (образованное всеми неблагоприятствующими  $A$  исходами); запись  $A \subseteq B$  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  $A \subseteq B$ , то  $P(A) \leq P(B)$ ; 6)  $P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$  [значит, для произвольных  $A$  и  $B$  в 3) условие равенства должно стоять знак  $\leq$ ].

Условноая вероятность события  $A$  при условии  $B$  определяется как  $P(A|B) = P(A \cap B) / P(B)$ , 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  $V_1, \dots, V_n$  — попарно несовместные события и их объединение есть

достоверное событие  $\Omega$ . Формула полной вероятности

$$P(A) = \sum_{i=1}^n P(A|B_i)P(B_i)$$

для любого события  $A$  позволяет вычислить его вероятность по условным вероятностям  $P(A|B_i)$ , найти  $k$ -ые часты значительно легче, чем  $P(A)$ . Формулу Бейеса

$$P(B_j|A) = \frac{P(A|B_j)P(B_j)}{\sum_{i=1}^n P(A|B_i)P(B_i)}$$

широко используют в статистике, события  $B_i$  при этом наз. гипотезами,  $P(B_i)$  — их априорными вероятностями, а  $P(B_j|A)$  — апостериорной вероятностью  $B_j$  (вероятности 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  $A_1, A_2, \dots, A_n$  наз. независимыми, если для любых  $1 \leq i_1 < i_2 < \dots < i_k \leq n, k \leq n$

$$P(A_{i_1} \cap A_{i_2} \cap \dots \cap A_{i_k}) = P(A_{i_1})P(A_{i_2}) \dots P(A_{i_k}). \quad (1)$$

(Отметим, что из попарной независимости событий отсюда вытекает их независимость в совокупности.) Последнее равенство наз. теоремой умножения вероятностей. Ф-ла (1) останется справедливой, если некоторые из  $A_i$  заменить в обеих частях на дополняющие к ним события  $\bar{A}_i$ .

Пример. Пусть события  $A_1, \dots, A_n$  независимы и имеют каждое вероятность  $p$ . Эти события можно интерпретировать как успехи в наблюдениях некоторого случайного события  $\Omega$  в 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  $\Omega = \{(i_1, \dots, i_n), \text{ все } i_k = 0 \text{ или } 1\}$ , где  $i_k = 1$  соответствует наступлению  $A_k$ , а  $i_k = 0$  — его наступлению. Наступлению  $m$  успехов благоприятствуют те исходы  $(i_1, \dots, i_n)$ , у  $k$ -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  $p^m (1-p)^{n-m}$ .

К этому примеру непосредственно примыкает одна из первых (и важнейших) предельных теорем В. т. — теорема Бернулли (простейшая форма *большого числа закона*), согласно к-рой вероятность значит. отклонения частоты успехов 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  $\chi$  к  $p$  оценивать с помощью теоремы Лапласа (частный случай *центральной предельной теоремы*). С ростом  $n$  вероятность  $P(a < (\chi - p)n^{1/2} < b)$  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  $\chi$  является типичным примером др. объекта В. т. — *случайной величины*. Так называется любая ф-ция  $X$ , ставящая в соответствие каждому исходу  $\omega$  число  $x$ , при этом среди  $x_i$  могут быть и равные. Конкретный вид отображения  $\omega \rightarrow x$  часто несущественен, достаточно опять лишь распределение случайной величины  $X$ , т.е. набор разл. возможных значений  $x_i$  и присписываемых им вероятностей. *Математическое ожидание* случайной величины  $X$  определяется как число  $MX = \sum x_i p_i$ .

Пример. Пусть в предыдущем примере  $X_k = i_k$  для исхода  $(i_1, \dots, i_k, \dots, i_n)$ ,  $k=1, \dots, n$ , 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  $MX = p$ . Частота успехов  $\chi = n^{-1} \sum_{k=1}^n X_k$  при этом  $P(\chi = m/n)$  равна (2), т.е.  $\chi$  имеет *биномиальное распределение*.

В этом примере рассматривался набор случайных величин  $X = (X_1, \dots, X_n)$ , или случайный вектор. Основной характеристикой случайного вектора, как и случайной величины, является его распределение (совместное распределение случайных величин  $X_1, \dots, X_n$ ), т.е. набор возможных его значений  $(x_1, \dots, x_n)$  и их вероятностей, равных вероятностям совместных событий  $\{X_1 = x_1, \dots, X_n = x_n\}$ . Если эти события для всех наборов значений  $x_1, \dots, x_n$  оказываются независимыми, то случайные величины  $X_1, \dots, X_n$  также наз. независимыми. О важнейших числовых характеристиках случайных величин см. *Дисперсия, Математическая случайная величина, Корреляция коэффициента*.

**Акссиоматика теории вероятностей.** Элементарная В. т. недостаточна для описания случайных явлений уже в простых ситуациях. Модель с конечным числом исходов непримодна, напр., для понятия «случайная выработка на отрезке времени». Такого рода трудности позволяют преодолеть схема, предложенная А. Н. Колмогоровым в 1933 и ставшая с тех пор общепринятой.

Осн. элементами этой аксиоматики схемы являются: пространство элементарных событий  $\Omega$ , к-рое может быть множеством произвольной природы; некоторый класс  $\mathcal{F}$  его подмножеств, т.е. множество 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  $\sigma$ -алгеброй (т.е. чтобы само  $\Omega$  было событием  $\omega$ , значит, принадлежало  $\mathcal{F}$ , чтобы наряду с любым событием  $A$  классу  $\mathcal{F}$  принадлежало и его дополнение  $\bar{A}$  и чтобы для любой бесконечной последовательности событий  $A_1, A_2, \dots$  их объединение  $A_1 \cup A_2 \cup \dots$  также было событием), а ф-ция  $P$  была с  $\sigma$ - $\Omega$ -аддитивной, т.е. чтобы вместе со свойством 3) имело место следующее: если события  $A_1, A_2, \dots$  попарно несовместны, то  $P(A_1 \cup A_2 \cup \dots) = P(A_1) + P(A_2) + \dots$ . [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 в 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 Лебегга, к-рый и наз. матем. ожиданием случайной величины  $X$ . Задать 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  $A_n = \{a_n < X_1 + X_2 + \dots + X_n < b_n\}$ , 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 трудоемким и практически невозможным. В таких случаях полезны предельные теоремы В. т., к-рые позволяют найти приближенные значения искомых вероятностей. Так, если в нашем примере матем. ожидание  $MX_k = p$  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  $DX_k = \sigma^2$  ко-

вета, то случайная величина  $S_n = n^{-1}(X_1 + \dots + X_n)$  имеет приблизительно нормальное распределение со средним  $\mu$  и дисперсией  $\sigma^2 n^{-1}$ , т. е. при  $a_n = \mu n + o(n^{1/2})$ ,  $b_n = n + o(n^{1/2})$  и  $a < b$  вероятности события  $A_n$  стремятся к  $\Phi(b) - \Phi(a)$ . Т. е. для схематического распределения случайной величины  $n^{1/2}(S_n - \mu)$  к нормальному достаточно лишь наличия у слагаемых  $X_k$  конечной дисперсии, а в остальном вид распределения  $X_k$  не важен; этим объясняется пирами распределения нормального распределения в практике. примененных В. т. Не менее естественным образом при суммировании случайных величин с бесконечной дисперсией в качестве предельных распределений выявляются устойчивые распределения, отличные от нормального (напр., Коши распределение). На практике весьма полезны и т. теоремы о больших отклонениях, к-рые позволяют с высокой 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. Случайный процесс — это 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* и т. д. Если параметр  $t$  действителен, то случайный процесс наз. *случайным процессом в реальном времени*. Случайный процесс, как и случайную величину, можно охарактеризовать его распределением; для этого достаточно задать его в  $n$  отдельных моментах  $t_1, \dots, t_n$ , т. е. совокупности совместных распределений случайных величин  $X(t_1), X(t_2), \dots, X(t_n)$  для всех возможных  $t_1, t_2, \dots, t_n$  в  $n$ . 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 приложениях: *марковских случайных процессов* и *стационарных случайных процессов*. Случайный процесс наз. *марковским* (или процессом без последования), если для любых  $t_1 < t_2$  условное распределение  $X(t_2)$  при условии, что известно поведение  $X(t)$  при  $t < t_1$ , 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  $t \geq t_1$  однозначно определяются её состоянием в момент  $t_1$ ; ми. задачи для марковских процессов сводятся к дифференц. ур-ниям для ф-ций, определяющих распределения вероятностей процессов.

Стационарность случайного процесса означает независимость во времени его вероятностных закономерностей. В В. т. рассматривают два вида стационарности: стационарности в узком смысле, когда конечномерные распределения инвариантны относительно сдвига времени, и стационарности в широком смысле, когда от времени  $t$  не зависит лишь матем. ожидания  $MX(t)$  и  $MX(t+s)X(t)$ . 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, посвященный матем. методам обработки и интерпретации статистич. данных. Типичными для матем. статистики являются задачи, в известном смысле обратные задачам В. т.: если в последней, напр., требуется, зная «спреуд» случайного явления (распределение соотв. вероятностей), указать, как будут себя вести наблюдаемые и 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., 1967; Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., т. 1—2, [3 изд.], М., 1964; Смирнов П. В., Дуняев Барковский И. В., Курс теории вероятностей и математической статистики для технических приложений, 3 изд., М., 1969; И. Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 2 изд., М., 1973; Борокков А. А., Теория вероятностей, М., 1970.

**ВЕРШИННАЯ ЧАСТЬ** (вершинная функция) — осн. понятие теории вероятностей, ключевая характеристика возможности наступления события  $A$  при определенных (неограниченно воспроизводимых) условиях  $S$ . Каждая реализация (возможно, мысленная) условий наз. экспериментом, опытом или испытанием, наступление события  $A$  — благоприятным исходом, а наступление события  $A$  — неблагоприятным исходом испытания.

Понятие В. ч. имеет смысл не для всех случайных событий, а лишь для тех из них, к-рые обладают статич. однородностью, или устойчивостью, образуя *статистические ансамбли*. Понятие статистич. ансамбля используется в вероятностной интерпретации *квантовой механики, статистической физики*. В классич. механике предполож., что состояния системы с נתונה заданными нач. условиями обладают статистич. однородностью. Универсального, математически строгого определения статистич. устойчивости не существует.

Если общее число равновероятных исходов конечно, то  $P(A)$  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, но существ., лежит в основе др. определений В. ч., 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  $P(A)$  определяют как  $P(A) = \lim_{n \rightarrow \infty} (m/n)$ .

Если множество возможных исходов не дискретно, а континуально, то  $P(A)$  события  $A$  определяют как отношение меры Лебега подмножества благоприятных исходов к мере Лебега множества всех исходов.

Лит. см. при ст. *Вероятностная теория*. Ю. А. Демьян.

**ВЕРШИНА** в Фейнмана диаграмм — 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 диаграмм*).

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 внутр. линий, определяемых соответствующей вершиной в правилах Фейнмана.

Так, напр., В. ч.  $G_\mu(p, p'; q)$  в квантовой электродинамике определяется суммой (перенормированных) вкладов, к-рые, по правилам Фейнмана, изображаются диаграммами (рис.) и представляются в виде степен-

ного ряда по безразмерному параметру (постоянной тонкой структуры)  $\alpha \approx 1/137$ , характеризующему интенси́вность эл.-магн. процессов.

При более общем определении, без обращения к теории возмущений, верхние части (как и полные *Грина функции*) выражаются через вариационные производные от производящего функционала.

Высלים однопетлевым ( $\alpha \Gamma_{\mu}^{(1)}$ ) и двухпетлевым ( $\alpha^2 \Gamma_{\mu}^{(2)}$ ) 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,  $\Gamma_{\mu}$  — 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 оноу или подвес, препятствующие свободному падению тела. В частном случае, когда онора (подвес) покоится или равномерно и прямолинейно движется относительно к.-л. инерциальной системы отсчёта, *В. тела P* по величине и направлению совпадает с силой тяжести  $mg, P = mg$ , где *m* — масса тела, *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.* — уругую, 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 географии, широты, а также от высоты над земной поверхностью. В общем случае движения онора (подвеса) или самого тела с ускорением *w* относительно инерциальной системы отсчёта, *В.* перестаёт совпадать с силой тяжести,  $P = m(g - w)$ . Если *w* совпадает по направлению с *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,  $P = 0$  при  $w = -g$ , т. е. при свободном падении тела вместе с онорой (подвесом) наступает состояние *невесомости*. Если *w* имеет направление, противоположное *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 инерционность *В.* и массы. Даже при покоящихся пружинных весах измерений *В.* тела может более или менее отличаться от «истинного» (измеряемого при тех же условиях в вакууме) за счёт уменьшения *В.* в газообразной или жидкой среде (см. *Архимедов закон*). Ю. Г. Рубин.

**ВЕЧНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ** (лат. *perpetuum mobile*) — воображаемая машина, к-рая может совершать работу неогранич. время, не заимствуя энергии извне (В. д. 1-го рода). Бесполезные 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*. Непоз-

можность В. д. 1-го рода — одна из формулировок 1-го начала.

В. д. 2-го рода — воображаемая периодически действующая машина, к-рая умельшает 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 убылианию энтропии изолдирон. системы.

Д. Н. Зубов.

**ВЕЩЕСТВО** — вид материи, состоящей, согласно представлениям совр. физики, из фундам. частиц — *кварков* и *лептонов*. В основном *В.* построено из элементарных и нуклонов (протонов и нейтронов). Последние в свою очередь состоят из трёх кварков. Все лептоны и кварки обладают полудельным спином, так же как и нуклоны, имеющие сложное внутр. строение. Разл. рода взаимодействия между частицами *В.* осуществляются полями. Кванты полей, переносящие эл.-магн., слабое, сильное и гравитат. взаимодействия, представляют собой частицы с целым спином: фотоны, *прележущие 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 гравитат. 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 действительной корпускулярно-волновой природы микробъектов нивелирует это противопоставление. Выявление предел. степени единства *В.* и поля привело к углублённому представлению 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 *большом карликом и нейтронном 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. Мухомин.

**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. и справедливы для разнообразных систем (механич., акустич., электромагнитных и др.), описываемых динамич. уравнениями; его следствием являются т. н. соотношения взаимности для *Грина функции*. Идея В. п. встречается у Дж. Грина (G. Green, 1828); последующие обобщения принадлежат Г. Гельмгольцу (H. Helmholtz, 1860), Дж. У. Стретту (Ралею) (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 энергич. взаимодействий полей, описываемых скалярными потенциалом  $\varphi^a$  и  $\varphi^b$  и создаваемых зарядами с объёмными плотностями  $\rho^a$  и  $\rho^b$ :

$$\int_{V^a} \rho^a \varphi^b dV = \int_{V^b} \rho^b \varphi^a dV. \quad (1)$$

Если заряды  $Q^a$  и  $Q^b$  помещены на изолирн. металлич. тела ( $\varphi = \text{const}$ ), из (1) следует:

$$Q^a \varphi^{b+a} = Q^b \varphi^{a+b}, \quad (2)$$

где  $\varphi^{(a \rightarrow b)}$  — потенциал, наводимый зарядом «а» на теле «б». Аналогично можно записать В. п. для любых элементарных мультипольных источников. Так, для точечных зарядов  $[\rho = Q\delta(\mathbf{r}), \delta(\mathbf{r}) = \text{дельта-функция Дирака}]$  В. п. сводится к (2); для диполей с дипольными моментами  $\rho^{(a)}, \rho^{(b)} [\rho = (\rho \nabla \delta(\mathbf{r}))]; \rho^{(a)} \nabla \varphi^{(b \rightarrow a)} = (\rho^{(b)} \nabla \varphi^{(a \rightarrow b)})$ , т. е.

$$(\rho^{(a)} \mathbf{E}^{(b \rightarrow a)}) = (\rho^{(b)} \mathbf{E}^{(a \rightarrow b)}), \quad (3)$$

где  $\mathbf{E}^{(a \rightarrow b)}, \mathbf{E}^{(b \rightarrow a)}$  — напряженности соотв. электрич. полей; для квадрупольных с тензорами квадрупольного момента  $d_{\alpha\beta}^{(a)}, d_{\alpha\beta}^{(b)} [\rho = d_{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \nabla_{\beta} \delta(\mathbf{r})]; d_{\alpha\beta}^{(a)} \nabla_{\alpha} \nabla_{\beta} \varphi^{(b \rightarrow a)} = d_{\alpha\beta}^{(b)} \nabla_{\alpha} \nabla_{\beta} \varphi^{(a \rightarrow b)}$  и т. д.

В. п. (1) — (3) справедливы только в средах с симметричными тензорами диэлектрич. проницаемостей  $\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\beta\alpha}$ . В тех случаях, когда  $\epsilon_{\alpha\beta} \neq \epsilon_{\beta\alpha}$ , справедливы «транспонированный» В. п. (ТВП), формально совпадающий с (1), но несопоставляющий поля и источники в разных средах: «а» — в среде с  $\epsilon_{\alpha\beta}$ , «б» — в транспониров. среде с  $\epsilon_{\beta\alpha}$ .

Двойственность перестановочной принципа позволяет перенести сформулированный выше В. п. в магнитоэлектростатику; причем в представлении (3) магн. дипольный момент можно интерпретировать и как зарядовый, и как токовый. Более общей является запись В. п. через объемные плотности токов  $\mathbf{j}$  и векторные потенциалы  $\mathbf{A}$ :

$$\int_{V^{(a)}} (\mathbf{j}^{(a)} \cdot \mathbf{A}^{(b)}) dV = \int_{V^{(b)}} (\mathbf{j}^{(b)} \cdot \mathbf{A}^{(a)}) dV. \quad (4)$$

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  $\exp(i\omega t)$  ( $\omega$  — угловая частота,  $t$  — время), В. п. представляют в форме, объединяющей (1) и (4):

$$\int_{V^{(a)}} [\rho^{(a)} \varphi^{(b)} + (\mathbf{j}^{(a)} \cdot \mathbf{A}^{(b)}) / c] dV = \int_{V^{(b)}} [\rho^{(b)} \varphi^{(a)} + (\mathbf{j}^{(b)} \cdot \mathbf{A}^{(a)}) / c] dV, \quad (5)$$

где фигурируют комплексные амплитуды зарядов, токов и потенциалов. Выражение (5) не зависит от калибровки потенциалов и сводится к соотношению между токами  $\mathbf{j}^{(a)}, \mathbf{j}^{(b)}$  и полями  $\mathbf{E}^{(a)}, \mathbf{E}^{(b)}$ :

$$\int_{V^{(a)}} (\mathbf{j}^{(a)} \cdot \mathbf{E}^{(b)}) dV = \int_{V^{(b)}} (\mathbf{j}^{(b)} \cdot \mathbf{E}^{(a)}) dV. \quad (6)$$

Именно в форме (6) В. п. применяются в разл. задачах электродинамики (возбуждение волноводов и резонаторов, расчёт антенн и т. п.). В. п. (6) опирается на *Лоренца дельму* и справедлив только для сред, в к-рых соблюдаются соотношения вида:

$$\int_{V} \{ (\mathbf{E}^{(a)} \mathbf{D}^{(b)}) - (\mathbf{H}^{(a)} \mathbf{H}^{(b)}) - (\mathbf{E}^{(b)} \mathbf{D}^{(a)}) + (\mathbf{H}^{(b)} \mathbf{H}^{(a)}) \} dV = 0, \quad (7)$$

где  $\mathbf{D}, \mathbf{H}$  — 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 наст. магн. поля  $\mathbf{H}_0$ ) имеет место ТВП ( $\epsilon_{\alpha\beta} \rightleftharpoons \epsilon_{\beta\alpha}$ ,  $\mu_{\alpha\beta} \rightleftharpoons \mu_{\beta\alpha}$ ). В магнитоактивных средах транспонирование достигается при замене  $\mathbf{H}_0 \rightarrow -\mathbf{H}_0$ . Если заряды и токи движутся как единое целое с пост. скоростью  $\mathbf{v}$ , взаимно сопоставимые системы получаются при замене  $\mathbf{v}^{(a)} \rightleftharpoons \mathbf{v}^{(b)}$ . Принципы перестановочной двойственности позволяют обобщить В. п. (5), (6) на случай магн. источников.

С помощью В. п. удастся получить *Кирггофа закон обобщенный* 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. помогают распрощивать структуры самых сложных цепей разной природы.

Лит.: Стрэтт Дж. (лорд Ролей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Фурдужев В. В., Теория взаимности и механических, акустических и электромагнитных четырехполюсниках, М.—Л., 1948; Вайнштейн Л. А., Электродинамические волны, М., 1957; Морс Ф. М., Фейшбах Б., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1958—60; Ландау Л. Д., Лифшиц и Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982. И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** в физике — взаимодействие тел или частей 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 дальнего действия.

Однако данные представления были оставлены как не соответствующие действительности после открытия и исследования эл.-магн. полей. Было доказано, что В. электрически заряд. тел осуществляется не мгновенно и перемещается одной заряд. 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 вместе «посредник», осуществляющий В. между заряд. частицами. Этот посредник был назван эл.-магн. полем. Каждая электрически заряд. частица создаёт эл.-магн. поле, действующее на др. частицы. Скорость распространения эл.-магн. поля равна скорости света в вакууме  $c \approx 3 \cdot 10^{10}$  см/с. Возникла новая концепция — *близкодействия*, к-рая поле 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 гравитат. 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* (отмечавшееся 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* — происходимо описывает все известные эл.-магн. явления. Слабое В. осуществляется

посредством промежуточных векторов бозонов. Наидея глубокая связь слабого В. с электромагнитным, что привело к их объединению в *электрослабое взаимодействие*. Основу сильного В., по современным 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 адронах 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, ад.-магн. и сильного В. (модели т. н. *великого объединения*), а также всех видов В., включая гравитационное (см. *Супергравитация*).

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН** — воздействие волны друг на друга, приводящее к изменению их волновых характеристик (амплитуда, частот  $\omega_i$ , волновых векторов  $k_i$ , поляризации). В. в. основано на пространственно-временном 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. в. нелинейное взаимодействие разнородно поляризов. волн, приводящее к перераспределению энергии между ними (см. *Линейное взаимодействие волн*).

Примерами В. в. могут быть *взаимодействие волн в плазме*, *взаимодействие системных 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 ирреверсии определенного (в большинстве случаев малоого) 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 или 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 распадающей параметрич. неустойчивости, *лазменной неустойчивости волн*; на них основывается действие *параметрических генераторов света*, *комбинационных лазеров*. Четырёхволновые взаимодействия возможны в нелинейных средах с кубической восприимчивостью; ими объясняется *самооглоупление света*, а для случая вырожденного четырёхволнового взаимодействия — *обращение волнового фронта*. См. также ст. *Волны* и лит. при ней.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В ПЛАЗМЕ** — 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. и т. основано на пространственно-временном резонансе волн, участвующих во взаимодействии. Условия такого резонанса имеют вид:  $\sum \omega_i = 0$ ,  $\sum k_i = 0$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$  (1). Здесь  $\omega_i$  и  $k_i$  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 (ирреверсиями, однако, определ. порог) являются индуцируемыми процессами. Это означает, что при вычислении величин, подобных длинам рассеяния в теории взаимодействия частиц, следует учитывать обратную связь между пада-

ющей и рассеянной волной. Такая связь приводит к возникновению распадающей параметрич. неустойчивости и неустойчивости волн, лежащей в основе вынужденного комбинационного рассеяния волн. Именно из-за распадающей 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 квазичастиц с энергией  $\hbar\omega$  и импульсом  $\hbar k$  (фотоны — для ад.-магн. колебаний, фононы — для ионно-звуковых). Тогда указанные выше условия резонанса волн могут трактоваться как условия распада волны — квазичастицы. 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 ( $\omega_i, k_i$ ) на два других ( $\omega_2, k_2$ ) и ( $\omega_3, k_3$ ). Поэтому можно сказать, что В. в. в п. основано на распаде и сливании 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 волномод. Нелинейность плазмы приводит к появлению связи между модами, причём вначале учитываются главные слабые — резонансные и нелинейные члены этого набора. 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:

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{3T_e}{m_e} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \omega_p^2 \right) E(t, x) &= -\omega_p^2 \frac{\delta n}{n} E \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{T_e}{m_i n_i} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \delta n(t, x) &= \frac{1}{16\pi n_i} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \langle E^2 \rangle \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Эти ур-ния записаны для электрич. поля ленгмюровских колебаний  $E(t, x)$  и вариаций плотности в ионно-звуковой волне  $\delta n(t, x)$  ( $m_e, n_i$  — массы электрона и иона,  $\omega_p$  — ленгмюровская частота,  $n$  — плотность). Решение (2) можно представить в виде разложения по собств. колебаниям плазмы или модов. 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 слабые, для к-рых выполняются условия (1):  $\omega_1 = \omega_L + \omega_s$ ,  $k_1 = k_L + k_s$ ,  $\omega_L$  — частоты ленгмюровских волн,  $\omega_s$  — звуковой). Система ур-ний для этих связанных мод приобретает вид:

$$\left. \begin{aligned} i \frac{\partial c_1}{\partial t} &= V_1 c_1 c_2; \quad i \frac{\partial c_2}{\partial t} = -V_1 c_1 c_2; \\ i \frac{\partial c_3}{\partial t} &= V_1 c_1 c_2; \quad V = \sqrt{\frac{\omega_L \omega_L \omega_s}{n T_e}}; \\ c_{1,2} &= \sqrt{N_{1,2} e^{i\phi_{1,2}}}; \quad c_3 = \sqrt{N_3 e^{i\phi_3}}; \quad (3) \\ N_{1,2} &= |E_{1,2}|^2 / 8\pi \omega_{1,2}; \quad N_3 = \left| \frac{\delta n}{n} \right|^2 \frac{n M_s^2}{\omega_s} \end{aligned} \right\}$$

Здесь  $N_i$  — число квазичастиц в соответствующей моде,  $\phi_i$  — фазы мод,  $c_i^2$  — 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.  $\epsilon_1$ , можно считать постоянной — т. е. волна накачки. Тогда решение (3) приводит к распадной параметрич. неустойчивости с инкрементом неустойчивости  $\gamma_D = N_1 V_1^2$ . В задачах второго типа рассматривается изменение амплитуд всех трёх волн за счёт их взаимодействия. Решения описывают периодич. перекладку энергии на одной моде в другие.

В этом случае для чисел квазичастиц  $N_i$  выполняются соотношения Мэнли-Роу:  $N_1 + N_2 = m_1$ ;  $N_1 + N_3 = m_2$ ;  $N_2 - N_3 = m_3 = \text{const} (\geq 0)$ . В плазме задача о динамике трёх волн имеет узкую область применимости, что связано с обилием каналов 3-волновых взаимодействий. Каждая возникшая в результате распада моды взаимодействия новая мода обычно имеет новые каналы для распадного процесса. Это приводит к сложным многоволновым процессам, и к-рые обычно возникают без необходимости учёта не только процессов взаимодействия волн между собой, но и взаимодействия частиц с волнами.

Интересна 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 варьированного типа. Причина возникновения *варьированной неустойчивости* волн состоит в том, что, отдавая в процессе распада свою энергию пробным волнам, волна накачки не уменьшается, 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-нем  $\frac{d|\epsilon_j|}{dt} = \alpha|\epsilon_j|^2$ ,

из решения к-рого  $(\epsilon_j \sim \frac{1}{t_0-t})$  видно, что за конечное время амплитуда волны возрастает до бесконечно больших значений, т. е. неустойчивость носит характер «взрыва». Стабилизации варьированной неустойчивости возникает из-за нарушения условий пространственно-временного синхронизма, связывающих либо с нелинейностью высшего порядка, либо с неоднородностью плазмы.

Лит.: Кадомцев В. В., Коллективные явления в плазме, М., 1975; Аризонский И. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; В. Н. Оросовский, **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН** — связано с зероомоном 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 ал.-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

$$P = \chi E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (1)$$

где  $\chi$  — линейная диэлектрич. восприимчивость среды,  $\chi^{(2)}$  и  $\chi^{(3)}$  — квадратичная и кубичная восприимчивости (для простоты не учитываем тензорный характер восприимчивости и её зависимость 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  $n$  обуславливает  $(n-1)$ -волновые взаимодействия.

**Трёхволновые взаимодействия.** При распространении в среде с квадратичной нелинейностью плоских световых волн:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z) \quad \text{и} \quad E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z) \quad (2)$$

( $k_n$  — волновое число,  $z$  — направление распространения) создаётся нелинейная поляризация вида:

$$P^{(2)} = \chi^{(2)} E^2 = P_{2\omega_1} + P_{2\omega_2} + P_{\omega_1 + \omega_2} + P_{\omega_1 - \omega_2} + P_0 \quad (3)$$

Здесь:

$$P_{2\omega_n} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} A_n^2 \cos 2(\omega_n t - k_n z), \quad n=1, 2; \quad (4a)$$

$$P_{\omega_1 \pm \omega_2} = \chi^{(2)} A_1 A_2 \cos[(\omega_1 \pm \omega_2)t - (k_1 \pm k_2)z]; \quad (4b)$$

$$P_0 = \frac{1}{2} \chi^{(2)} (A_1^2 - A_2^2), \quad (4в)$$

$P_0$  — постоянная поляризация среды, возникающая под действием поля интенсивных световых волн и используемая при оптич. детектировании (см. *Детектирование света*). Поляризация (4a) на удвоенной частоте и поляризация (4b) на суммарной (разностной) частоте при опред. условиях могут приводить к резонанцию волны на соответствующих частотах. Так, для возбуждения поля 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



амплитуды световых волн, изучаемых разл. диполями в разных точках среды, складываются и в результате происходит пространственное накопление нелинейного эффекта по мере уменьшения длины В. с. в.

Процесс генерации второй гармоники световой волны (рис. 1, б), связанный с поляризацией  $P_{2\omega_1}$  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, а) и процесс усиления волны частоты  $\omega_2$ . Если на входе нелинейной среды одна из световых волн, напр. частоты  $\omega_1$ , является более интенсивной, то процесс В. с. в. принято наз. параметрическим. При этом интенсивная волна (волна накачки) частоты  $\omega_1$  модулирует в пространстве и во времени диэлектрич. проницаемость среды, приводя к параметрич. нарастанию на частотах  $\omega_2$  и  $\Omega$ , к-рое можно интерпретировать как результат работы, производимой нестационарной средой (подробнее см. *Параметрический генератор света*). Параметрическое В. с. в. наз. вырожденным, если частота усиливается волна 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 падающего трактуется как распад фотонов накачки частоты  $\omega_1$ , происходящий под воздействием тепловых фотонов среды частот  $\omega_2$  и  $\Omega$ .

**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; некоторые из них имеют много общих свойств с трёхволновыми взаимодействиями.

В общем случае между частотами  $\omega_n$  и волновыми векторами  $K_n$  световых волн, взаимодействующих в средах с кубичной нелинейностью, имеют место соотношения

$$\omega_4 = \pm \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3, \quad K_4 = \pm K_1 \pm K_2 \pm K_3. \quad (5)$$

Подстановка (2) в выражение для кубич. поляризации  $P^{(3)} = \chi^{(3)} E^3$  показывает, что  $P^{(3)}$  имеет компоненты на частотах  $3\omega_1, 2\omega_1 - \omega_1, \omega_1 - \omega_2 - \omega_3, 2\omega_1 + \omega_2, \omega_1 + 2\omega_2, 2\omega_1 - \omega_2, 3\omega_2, \dots$  и т. д. Как уже отмечалось, каждая поляризация может приводить к переносимости 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  $\omega_1$  исходной световой волны имеются две поляризации, одна из к-рых соответствует комбинации волновых векторов  $K_1 + K_2 - K_3$ , а другая  $-K_1 + K_2 - K_3$ . С первой поляризацией связано явление *самодействия света*, а со второй — явление *кросс взаимодействия*. 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 самодействия и кросс взаимодействия является характерной особенностью всех *четырёхволновых В. с. в.* Остальные указанные выше комбинации частот относятся к процессам *четырёхфотонного сдвигания*.

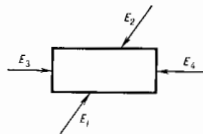


Рис. 2. Схема вырожденного четырёхволнового взаимодействия.

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 сопряженной амплитуде слабой волны ( $A_4 \approx A_3^*$ ). 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) А х м а н о в С. А., Х о х л о в Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; 2) А х м а н о в С. А., К о р о т е в Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; 3) Д м и т р и е в В. Г., Т а р а с о в Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982; 4) К л ы ш и с Д. Н., Фотоны и нелинейная оптика, М., 1980; 5) С е р и н с Ф. М., М и л ь в и с т р Д. Ж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1976. А. С. Чирков.

**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 флукутации плотности в электрич. продольных колебаниях обладают заметными рассеивающими свойствами наряду с парными соударениями частиц. Рассеяния частиц и за счет парных соударений, и на колебаниях (волнах) могут рассматриваться как частные случаи взаимодействия частиц с флукутациями микрополей. При этом парные соударения — результат рассеяния на флукутациях микрополей с пространственными размерами меньше *длина дебаевского радиуса экранирования*  $r_D = \sqrt{T/4\pi n e^2}$ , а рассеяние на флукутациях с размерами, большими  $r_D$ , определяет вклад плазменных колебаний.

Длина  $l$  свободного пробега электрона из-за взаимодействия с равновесными флукутациями электрич. поля в плазме определяется соотношением  $l \approx 8r_D^2 \omega^2 \times (m_e \omega_p / eE)^2$ , где  $e$  — заряд электрона,  $m_e$  и  $v$  — его масса и скорость,  $\omega_p$  — электронная лонгитюдная частота,  $E$  — амплитуда электрич. поля равновесных колебаний. Принимая во внимание, что тепловой уровень флукутац. колебаний  $E^2 \approx 8\lambda T / D$  ( $T$  — темп-ра плазмы в энергетич. единицах), получаем, что длина рассеяния электронов на тепловых шумах  $l \approx 10^4 T \lambda$  ( $\lambda$  — ионотная длина). Составив отношение этой длины рассеяния к длине пробега за счет парных электронно-ионных столкновений  $l_{ei} \approx 4.5 \cdot 10^3 T^2 / n K_L$  ( $K_L$  — т. в. *кулоновский логарифм*) получаем, что  $l/l_{ei} \sim K_L$ , т. е. длина пробега электрона из-за рассеяния на термодинамически равновесном фоне плазменных колебаний в неск. раз ( $K_L \sim 10$ ) больше длины свободного пробега на парных соударениях. Т. о., вклад поля колебаний с  $\lambda > r_D$  в процессы рассеяния электронов оказывается неглубоким на порядок меньше рассеяния из-за парных соударений.

В неравновесной плазме, когда её параметры приближаются к значениям, соответствующим границе устойчивости, увеличивается уровень флукутац. колебаний. Соответственно увеличивается вклад колебаний в рассеяние частиц, к-рый может превзойти вклад от парных соударений. Возникает т. я. явление *опадения 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 *бесстационарные затухания* волн, возникающие за счет поглощения энергии волн резонансными частицами (см. *Ландэу 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 *бесстационарную релаксацию плазмы* обычно исследуют в квазилинейном приближении (см. *Квазилинейная теория плазмы*).

В плазме возможны также нелинейное резонансное взаимодействие волна — частица, когда в резонанс с частицами попадают бленды двух волн ( $\omega_1, K_1$ ), ( $\omega_2, K_2$ ); ( $\omega_1 - \omega_2$ ) — ( $K_1 - K_2$ ) в. Этот процесс наз. и *индуцированный резонанс* (рассеяние 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 биемнем попадает много частиц. Характерный пример — лентмюровские колебания. Их частота определяется соотношением  $\omega_{1,2} = \omega_p \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{3}{2} k^2 r_D^2} \right)$ ,  $k^2 r_D^2 \ll 1$ , и фазовая скорость колебаний много больше тепловой скорости электронов. Из-за малой дисперсии частоты фазовая скорость биемния  $\frac{3}{2} \omega_p (k_1^2 - k_2^2) r_D^2 / |k_1 - k_2|$  очень мала и может быть даже порядка тепловой скорости ионов. Поэтому возможно индуцир. рассеяние лентмюровских колебаний на новах.

Если индуцир. рассеяние волн происходит на частицах с максвелловским распределением  $f$  по скоростям ( $\frac{\partial f}{\partial v} < 0$ ), то оно сопровождается уменьшением частоты и волнового числа лентмюровских колебаний, поскольку часть энергии и импульса исходного кванта забирается рассеивающей частью. При индуцир. рассеянии на нушке (т. е. распределение по скоростям максвелловское  $\partial f / \partial v > 0$ ) имеет место обратная ситуация.

Лит.: Ариимович 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 — гамилтонианом системы без учёта взаимодействия. В. и является промежуточным между Шрёдингера представления и Гейзенберга представлением. Предложено П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac) и используется в случаях, когда из гамилтониана ( $\hat{H}$ ) системы оказывается целесообразным выделить невозмущённую часть  $\hat{H}_0$  (в квантовой теории поля — гамилтониан свободной поля) и гамилтониан возмущения (взаимодействия)  $\hat{V}$ :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}. \quad (1)$$

Вектор состояния во В. п.  $|\Psi_I(t)\rangle$  связан с вектором состояния в представлении Шрёдингера  $|\Psi_S(t)\rangle$  с помощью унитарного оператора  $\hat{R}(t, t_0)$ :

$$|\Psi_S(t)\rangle = \hat{R}(t, t_0) |\Psi_I(t)\rangle, \quad (2)$$

удовлетворяющего ур-нию

$$i\hbar \frac{\partial \hat{R}}{\partial t} = \hat{H}_0 \hat{R} \quad (3)$$

с граничным условием  $\hat{R}(t_0, t_0) = 1$  и представляющего собой эволюцию вектора состояния под действием невозмущённого гамилтониана  $\hat{H}_0$ . Символически:

$$\hat{R} = \exp \left\{ (-i/\hbar) \hat{H}_0 (t - t_0) \right\}. \quad (4)$$

Из ур-ния Шрёдингера для системы с гамилтонианом (1) следует, что вектор состояния  $|\Psi_I(t)\rangle$  должен удовлетворять ур-нию

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_I(t)\rangle = \hat{V}_I(t) |\Psi_I(t)\rangle, \quad (5)$$

где оператор взаимодействия во В. п.

$$\hat{V}_I(t) = \hat{R}^+ (t, t_0) \hat{V} \hat{R}(t, t_0) \quad (6)$$

(плюс означает эрмитово сопряжение). Т. о., во В. п. операторы физ. величин зависят от времени аналогично гейзенберговским операторам для невозмущённой системы с гамилтонианом  $\hat{H}_0$ , а изменение со временем вектора состояния  $|\Psi_I(t)\rangle$  обусловлено возмущением  $\hat{V}_I$  [см. (5)]. Поскольку векторы состояния во В. п. и представления 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:

$$\langle \Psi_S | \hat{F}_S | \Psi_S \rangle = \langle \Psi_I | \hat{R}^+ \hat{F} \hat{R} | \Psi_I \rangle = \langle \Psi_I | \hat{F}_I | \Psi_I \rangle.$$

В. п. удобно для применения возмущенной 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  $w_i$  ( $i=1, \dots, n$ ), т. е. величина  $\bar{x}_w = \sum_{i=1}^n x_i w_i / \sum_{i=1}^n w_i$ . В. с. используют при статистич. обработке результатов измерений с разными ошибками. Если  $x_i$  — результат измерения с ошибкой  $\sigma_i$  (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. Любев.

**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), во время хим. превращения мало ( $\sim 10^{-6}$  с), поэтому вещество в процессе В. не успевает разлетаться 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 *выпавшая волна*, скорость распространения к-рой вблизи очага В. достигает неск. км/с. Выпавшая волна оказывает механич. действие на окружающие объекты.

В. могут быть вызваны режими внеш. воздействия — ударом, трением, ударной волной, порождающей В. др. заряд, 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. Демонация). В процессе В. может выделяться не только внутр. энергия вещества, но и механич. энергия тел, ал.-магн. энергия и др. виды энергий. Так, В. могут происходить при ударе тел, движущихся с большими скоростями (падении крупных метеоритов), испарении металлич. проволоки под действием сильного импульса электрич. напряжения, фокусировании мощного лазерного излучения в среде, при внезапном освобождении сжатого газа (разрушении стенок газовых баллонов) и т. п. Действие В. может быть усилено в к.-л. направлении (см. Кумуляционный эффект).

В., при к-рых выделяется внутр. энергия (при хим. или ядерной реакции), происходит в условиях прогрессивного самоускорения, в результате к-рого медленно протекающей и 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. Автоускоренные реакции возникают 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:

$$Q_- \sim \frac{\lambda}{r} (T - T_0) S$$

( $\lambda$  — коэф. теплопроводности,  $r$  — линейный размер тела,  $T_0$  — темп-ра среды). Условие 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  $T_0$  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

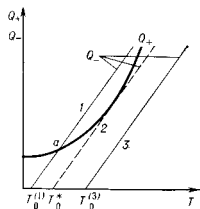


Рис. 1. Диаграмма Семёнова. 1 — подкритическое, 2 — критическое, 3 — надкритическое состояние системы.

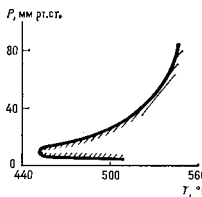


Рис. 2. Область самовоспламенения (заштрихована) смеси водорода с кислородом в пролорциях 2: 1).

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. аккортермич. реакция самоускоряется — выделение тепла приводит к повышению темп-ры, что в свою очередь увеличивает скорость тепловыделения; возникает тепловой В.

Условия возникновения теплового В. определяют неравенством  $\delta > \delta^*$ , где  $\delta$  — безразмерный параметр, зависящий от величин, характеризующих хим. реакцию, теплоотвод и размеры тела ( $r$ ):

$$\delta = \frac{\mathcal{E}}{RT_0^*} \frac{q}{\lambda} r^2 z \exp(-\mathcal{E}/RT_0^*),$$

$\delta^*$  — 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  $cRT_0^*/q\mathcal{E} \ll 1$  ( $c$  — теплоёмкость ВВ). Если эти неравенства слабые, тепловой В. выражается — одновременно с ростом темп-ры происходит быстрое расхождение 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  $n = w/|g|$  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 — реакции синтеза и деления ядер (ядерный взрыв).

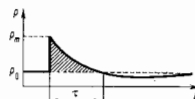
В исследовании и геологии, при строительстве крупных сооружений (плотин, каналов, туннелей), в военном деле. В науч. исследованиях при помощи В. достигают экстремально высоких значений давления, темп-ры, плотности вещества. Исследование В. играет важную роль в физике неравновесных процессов, для получения 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 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.: Семёнов Н. Н., *Цепные реакции*, Л., 1934; Франк-Каменский Д. А., *Диффузия и теплопередача в химической кинетике*, 2 изд., М., 1967; Зелёный И. Б., Комаринцев А. С., *Теория детонации*, М., 1953; Физика взрыва, 2 изд., М., 1975; Аидреэв К. К., Беляев А. Ф., *Теория взрывчатых веществ*, М., 1960; Щелкин К. И., Третьяков Я. К., *Газодинамика горения*, М., 1963; Математическая теория горения и взрыва, М., 1980.

Г. В. Новожилов. **ВЗРЫВНАЯ ВОЛНА** — порождённое взрывом движение среды. Вследствие быстрого протекания хим. превращения продукты взрыва в его процессе уже успевают расширяться, непосредственно после взрыва имеют высокую темп-ру и находятся под высоким давлением, к-рое передается окружающему объёму взрыва веществу. В каждый момент времени сжатие испытывают лишь определ. объём, вне к-рого среда не возмущена, причём оно передается 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  $\tau$  и импульс  $s = \int_0^{\tau} p_m dt$  (рис.).

Исходное положение метода подобия В. в. состоит в том, что расстояние  $r$ , на  $k$ -ром волне имеет заданное значение давления на фронте, и время его действия  $\tau$  пропорциональны (при данном типе взрывчатого ве-



Зависимость давления от времени во взрывной волне в воздухе (в любой точке пространства).  $p_0$  — исходное давление,  $p_m$  — давление на фронте волны,  $\tau$  — время действия взрывной волны, заштрихованная площадь равна импульсу  $s$ .

щества и заданных свойствах среды) линейной размерности  $r_0$ . 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.:

$$p_m = f(\sqrt[3]{g/r}), \quad s = \sqrt[3]{g \cdot \varphi(\sqrt[3]{g/r})}.$$

В большинстве случаев  $f$ -функция  $f$  неизвестна, 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 стр. *Взрыв*. В. В. Новожилов.

**ВЗРЫВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН** — самопроизвольное нарастание волн («взрыв»), при  $k$ -ром их амплитуды стремятся обратиться в бесконечность за конечное время. Понятие В. и. в. возникло в связи с анализом нелинейных волновых процессов в неравновесных средах, в  $k$ -рых волны могут нарастать за счёт энергии, поступающей извне. В частности, возникновение В. и. в. в неравновесных средах без диссипации (связано с появлением в них волн с отриц. 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 амплитуде. Напр., резонансное взаимодействие трёх гармоник, волны при вычленинии для частот  $\omega_j$  и волновых векторов  $k_j$  условий пространственно-временного спонтанного ( $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ,  $k_3 = k_1 + k_2$ ) описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 &= \sigma_1 A_2 A_3 \cos \Phi, \\ \dot{A}_2 &= \sigma_2 A_1 A_3 \cos \Phi, \\ \dot{A}_3 &= \sigma_3 A_1 A_2 \cos \Phi, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\dot{\Phi} = -(\sigma_1 A_2 A_3 A_1^{-1} + \sigma_2 A_1 A_3 A_2^{-1} + \sigma_3 A_1 A_2 A_3^{-1}) \sin \Phi,$$

где  $A_j$  и  $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 - \Phi_3$  — амплитуды и разность фаз волны соответственно.  $A_j$  — произвольная  $A_j$  по времени,  $\sigma_j$  — коэф. взаимодействия ( $j=1, 2, 3$ ). Система (1) имеет интегралы  $\sigma_1 A_2^2 - \sigma_2 A_1^2 = C_1$ ,  $\sigma_2 A_3^2 - \sigma_3 A_1^2 = C_2$  ( $C_{1,2} = \text{const}$ ). Если энергия волны с частотой  $\omega_3$  отрицательна, то знаки  $\sigma_j$  оказываются одинаковыми, и амплитуды волн могут одновременно нарастать. В частности, при  $C_1 = C_2 = 0$ ,  $\Phi(0) = (1 - \text{sign } \sigma_j) \pi/2$  в каждый момент времени,

$$A_1 = A_3 \sqrt{\sigma_1/\sigma_3}, \quad A_2 = A_3 \sqrt{\sigma_2/\sigma_3}, \quad \Phi = \Phi(0),$$

в система (1) сводится к одному уравн.  $\dot{A}_3 = \sigma A_3^3$ ,  $\sigma = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}$ , решение  $k$ -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. и. в. Как показывает иррегулярный пример, «взрыв» связан с зависимостью скорости отности. роста амплитуд  $\dot{A}_j/A_j$  от самих амплитуд (для «обычной» неустойчивости характерна пост. скорость отности. роста — экспоненц. нарастание; см. *Неустойчивость в колебательных и волновых системах*).

Макс. значения амплитуд волн и скоростей их отности. роста определяются процессами, ограничивающими В. и. в. В частности, В. и. в., возникающая при резонансном взаимодействии волн, может ограничиваться нелинейной (зависимой от амплитуды) разстройкой их частот от резонанса. В средах с неоднородным возможным жесткое возникновение В. и. в.,  $k$ -рое характеризуется наличием пороговых значений нач. амплитуд волн. В неравновесных средах с диссипацией В. и. в. может приводить к установлению *автоколебаний*. В. и. в. обнаружена в лаб. плазме с потоками заряд. частиц, в пограничных слоях гидродинамич. течений и в др. неравновесных средах.

Лит.: Каломиев В. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1975; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухорюков А. П., Теория волн, М., 1979; Вильгельмссон Г. Х., Рейвлянд И., Когерентные нелинейные взаимодействия лазей в плазме, пер. с англ., М., 1981; Рабинович М. И., Трубецкой Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. В. П. Рептов.

**ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ** — возникновение электронного тока из металла. эмиттера вследствие перехода материала эмиттера из конденсир. фазы в плотную *плазму* в результате разогрева локальных микрокноч. областей эмиттера током *автоэлектронной эмиссии*. В э. э. используется в импульсных генераторах мощных электронных пучков и рентг. лучей. Это единств. вид *электронной эмиссии*,  $k$ -рый позволяет подучать потоки электронов мощностью до  $10^{13}$  Вт с плотностью тока до  $10^8$  А/см<sup>2</sup>. Плотность тока *термоэлектронной эмиссии* ограничена темп-рой плавления эмиттера. Понижение 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/см<sup>2</sup>, но для этого нужны эмиттеры в виде совокупности большого числа острей идентичной формы, что практически невозможно. Кроме того, увеличение  $j$  до  $10^8$  А/см<sup>2</sup> приводит к взрывообразному разрушению всего эмиттера.

Для получения В. э. э. необходимо создать на поверхности эмиттера перенос, фазовый переход металл—плазма,  $k$ -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 фокусир. луча лазера и т. д. Наиб. часто для инициирования В. э. э. используется автоэлектронная эмиссия. Ток автоэлектронной эмиссии разогревает микрообъём эмиттера за счёт диоулевого тепла и *Ноттингема эффекта*. Оба эти эффекта приводят к понижению электронной темп-ры  $T_e$  («разогреву» электронов; см. *Горячие электроны*). Темп-ра кристаллич. решётки повышается в результате *электронно-фононного взаимодействия*. Время запаздывания  $t_d$  взрыва кончика острей 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  $t_d$  связано с плотностью электронного тока  $j$  соотношением

$$j^2 t_d = A, \quad (1) \quad 269$$

где  $A$  — постоянная (в широком интервале  $A$ ), характеристика для материала эмиттера, напр. для  $W$   $A = 4 \cdot 10^9$  А<sup>2</sup> с/см<sup>4</sup>. Поэтому при  $j = 10^8$  А/см<sup>2</sup>  $t_0 = 10^{-9}$  с, что достигается при электрич. поле  $E \sim 10^8$  В/см. Поле такой величины можно получить вблизи поверхности очень тонкого металла. остроя. Однако В. э. э. возникает и на плоских эмиттерах и при меньших полях ( $E \sim 10^5$  в/см) из-за того, что на их поверхности обычно имеются диэлектрик, включения, пёльки и микроскопич. выступы. В результате в отд. точках поверхности поле увеличивается в нек. раз, и работа выхода электронов снижается.

После взрыва микрообъёма эмиттера образуется т. н. катодный факел, состоящий из плазмы и нагретого материала эмиттера. Распределение концентрации частиц в плазме в катодном факеле неоднородно (у поверхности повышается  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и уменьшается по мере удаления от неё). Плазма расширяется, заходящая вакуумный промежуток. В нач. период ( $t < 10^{-7}$  с) скорость  $v$  разлета плазмы для большинства металлов составляет  $(1-3) \cdot 10^8$  см/с, а затем уменьшается больше чем на порядок. Расширение факела сопровождается интенсивной электронной эмиссией из плазмы. Электроны покидают факел, пересекая вакуумный промежуток и попадают на анод.

Расчёт тока В. э. э. (без учёта релятивистских эффектов и магн. поля, создаваемого пучком) приводит к ф-ле:

$$j = BV^{\alpha} F(x), \quad (2)$$

где  $B$  — константа,  $V$  — 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 острого эмиттера при  $vt/d \ll 1$  ф-ция  $F = Cvt/d$ , где  $C = 37 \cdot 10^{-6}$  аб<sup>3/2</sup> ( $a$  и  $b$  — радиусы анода и острин). В процессе разлета 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  $10^{21}$  до  $5 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Когда она снижается настолько, что произведённый ею ток сравняется с током, определяемым Ленгмюров ф-лой, 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 (р е ж и м а с а щ и е н и я).

По истечении нек-рого времени с момента образования факела, когда плотность тока, отбираемого из плазмы, достигает величины  $\sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>, насыщение смещается неустойчивым режимом, для к-рого характерно появление хаотич. всплесков тока (их амплитуда в 2-3 раза превосходит ток, определяемый ф-лой (2), а длительность  $\sim 10^{-9}$  с). Выход электронов из эмиттера в плазму обусловлен термоэлектронной эмиссией под действием электрич. поля, возникающего на границе эмиттер — плазма. Когда это поле достигает  $(0.6-4) \cdot 10^8$  В/см, это приводит к новому акту взрыва. Описывая 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 плазма. Существует пороговый ток, ниже к-рого В. э. э. не развивается.

В ряде В. э. э. созданы т. н. осцилляторы, в которых в качестве диодов 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<sup>2</sup>. 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 полярный анод выводятся за пределы диода. В генераторах рентг. импульсов они направляются на установленную на аноде мишень.

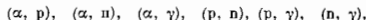
Лит.: М е с е л и н Г. А., Ф у р с е в Г. Н., Варьяная электронная эмиссия начальных стадий вакуумных разрядов, в кн.: Неизлучаемые катоды, под ред. М. И. Елиносова, М., 1974; Б у г а е в С. И. и др., Варьяная эмиссия электронов, *ЭФН*, 1975, т. 115, с. 101; М е с е л и н Г. А., Излучение и вторичные процессы варьяной электронной эмиссии, *Сб. прикл. мех. и техн. физ.*, 1980, № 3, с. 138.

**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 звезд*. В. н. привлекателен 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 атом. номерами  $6 \leq Z \leq 28$ , 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  $T \sim 10^9-10^{10}$  К, а плотность достигать  $10^8$  г/см<sup>3</sup>. Выстрый 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  $M \geq (8-10) M_{\odot}$ , где  $M_{\odot}$  — масса Солнца), либо самими термоядерными реакциями, протекающими с выделением энергии (в звёздах с  $M \leq (8-10) M_{\odot}$ , взрыв к-рых вызывается неустойчивостью термоядерного горения в вырожденном гелиевом или углеродно-кислородном ядре звезды).

Для синтеза нуклидов с  $6 \leq Z \leq 28$  исходным материалом могут служить ядра He, C, O, Ne, Si, образовавшиеся на более ранних, гидростатич. этапах эволюции звезды. Основными при взрывном горении <sup>4</sup>He, <sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O являются реакции слияния трёх  $\alpha$ -частиц (<sup>4</sup>He), а также парного взаимодействия ядер <sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O.

Помимо них, при высоких темп-рах, свойственных В. н., важную роль играют реакции с участием  $\alpha$ -частиц, протонов (p) и нейтронов (n):



а также обратные к ним реакции. При синтезе элементов тяжелее Si ( $Z > 14$ ) наиб. важным оказывается присоединение  $\alpha$ -частиц к уже имеющимся ядрам, что приводит к последоват. увеличению их атом. номера вплоть до 28. При взрывном горении Si истощением  $\alpha$ -частиц является реакция фотодиссоциации <sup>28</sup>Si( $\gamma, \alpha$ )<sup>24</sup>Mg под действием  $\gamma$ -фотонов.

Если при взрыве темп-ра вещества достигнет  $T \geq 5 \cdot 10^9$  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 состоянии установившегося ядерного статистич. равновесия (*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 групп *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 групп железа), так и в разл. неравновесных условиях (для образования более лёгких нуклидов). Изотопный состав синтезируемых ядер в основном зависит от значения  $\eta$ , и в гораздо меньшей степени от темп-ры, плотности или

исходных ядер (в случае неравновесно протеканного лудесонтеза). Для получения наблюдаемого изотопного состава элементов с  $6 \leq Z \leq 28$  необходимо, чтобы  $\eta \approx 0,002$ . Образование хим. элементов с  $Z \leq 28$  при взрывах сверхновых подтверждается данными наблюдениями оптич. спектров сверхновых и рентг. спектров их остатков, свидетельствующих о присутствии элементов группы железа и более легких элементов в выбрасываемом при взрыве веществе.

Для нуклидов с  $Z > 28$  реакции с  $\alpha$ -частицами и протонами из-за высокого кулоновского барьера оказываются неэффективными. Образование столь тяжелых элементов возможно в реакциях захвата нейтронов. Анализ изотопного состава элементов тяжелее железа определенно показывает, что часть изотопов была синтезирована в условиях, когда реакции захвата нейтронов протекали значительно быстрее, чем  $\beta$ -распады образующихся нестабильных нуклидов, т. е. за времена, сравнимые с характерным временем взрыва звезды (т. и.  $r$ -процесс; см. *Ядерная астрофизика*). Для протекания  $r$ -процесса требуется высокая концентрация в веществе свободных нейтронов. При взрывах звезд причиной этого может быть, напр., диссоциация тяжелых ядер на свободные нейтроны и протоны при *гравитационном коллапсе* или сильная *нейтронизация вещества* благодаря захвату электронов ядрами в условиях электронного вырождения.

Образование объединенных ядер (яв способных образования при захватах нейтронов) теория объясняет существованием  $p$ -процесса, т. е. захвата ядрами протонов в реакциях  $(p, \gamma)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, 2n)$ , а также процесса образования этих ядер в реакциях с участием нейтрино [напр.,  $\nu + (A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^-$ ], излучаемых коллапсирующими ядрами звезд. В реакциях с нейтрино возможно также образование ряда легких элементов.

Лит.: Фаулер У. А. Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, доклады происхождения элементов, *СФЖ*, 1985, т. 145, с. 441. Вильд Д. Е. М. et al., Synthesis of the elements in stars, *Advan. Mod. Phys.*, 1957, т. 20, p. 547. T r i m b l e V., The origin and abundances of the chemical elements, там же, 1975, в. 47, p. 877. А. М. Хохлов.

**ВИБРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** (от лат. *vibro* — колеблется) (электронно-колебательное взаимодействие) — взаимодействие электронов и колебаний ядер в молекуле или в твердом теле. В широком смысле к В. в. относятся все явления, учитывающие движение ядер: колебат. структура электронных спектров, разрешение запрещенных переходов за счет участия ненормально симметричных колебаний и т. п. Такие явления обусловлены смешиванием электронных состояний ядерными смещениями (см. *Молекулярные спектры*). В узком смысле к В. в. относят т. н. эффект 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 адiabатич. 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 адiabатич. потенциальной энергии достаточно высоки, то система может «заморозиться» в одном из минимумов — статич. эффект Яна — Теллера; в противном случае наблюдается динамич. эффект Яна — Теллера,  $k$ -ый характерен для изолир. молекул и мол. комплексов. Статич. эффект Яна — Теллера в кристаллах реализуется благодаря кооперативному (за счет взаимодействия частиц) усилению высоты барьеров на потенциальной поверхности. Итоги минимумов адiabатич. потенциальной энергии в этом

случае соответствуют искаженным конфигурациям всей кристаллич. структуры, при  $k$ -рых электронное вырождение для каждого т. и. ян-теллеровского иона сохраняется. Такое энергетически выгодное упорядочение локальных искажений с ростом температуры может разрушаться тепловыми флуктуациями, поэтому с изменением температуры за счет кооперативного эффекта Яна — Теллера может происходить структурный фазовый переход.

Исчезновение минимумов адiabатич. 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 возбужденным состоянием. Такой эффект наз. псевдоэффектом Яна — Теллера (его наз. также эффектом Яна — Теллера второго порядка, т. к. в этом случае разделение адiabатич. 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  $V$ , 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],  $k$ -ый 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 многих молекул и кристаллов, содержащих ионы переходных металлов. Псевдоэффект Яна — Теллера объясняют отклонения формы молекул от наиб. симметричных. Возникновение спонтанной поляризации в сегнетоэлектриках также трактуется как проявление оперативного псевдоэффекта Яна — Теллера (виброна теория сегнетоэлектричества). Приложение теории В. в. охватывает стереохимию, теорию хим. реакций, кристаллофизику и кристаллохимию, сегнетроскопию, 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-й изд., М., 1974; Вильд Д. Е. и Ч. А. Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1967; 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; Кузнецов К. И., Хохлов А. Я. Д. Ян, Эффект Яна — Теллера и магнетизм: соединения переходных металлов, *СФЖ*, 1982, т. 138, с. 621; Берсукер И. В., Полигер В. З., Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах, М., 1983; Зильберт Д. Ж., Дубовиц И. М., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 5, М., 1983; E y n g t o n A N., The Jahn-Teller effect in molecules and crystals, I., [a. o.], 1972.

В. А. Иванов, А. А. Левин.

**ВИБРОННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ** 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 решетки*). В. в. в кристаллах являются анало-

том 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  $\Delta E_s$ , достаточно малы, то вибронные спектры кристалла и молекулы 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) гамма-линии вибронного взаимодействия не сохраняют числа фононов. Этот гамма-линии для кристалла — только гамма-линии электронно-колебат. взаимодействия отд. молекул:

$$H_n = \gamma \hbar \omega_n^+ a_n (b_n^+ + b_n) + \frac{\Delta}{2} a_n^+ a_n (b_n^+ + b_n)^2. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma$  измеряет узлы решетки, т. е. молекулы,  $a_n$  и  $b_n$  — операторы уничтожения экситона и фонона ( $a_n^+$  и  $b_n^+$  — операторы их рождения),  $\omega$  — частота колебаний,  $\gamma$  и  $\Delta$  — 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-нолевой.

Структура спектра В. в. наиб. доступна для теоретич. описания в тех кристаллах (напр., нафталин), где межмолекулярное взаимодействие велико, но  $\Delta E_s$  меньше  $\hbar \omega$  ( $\Delta E_s \sim 0,01$  эВ, а для внутр. фононов  $\hbar \omega \sim 0,1$  эВ). В этом простейшем случае гамма-линии вибронного взаимодействия имеет вид:

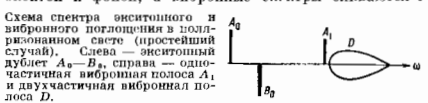
$$H = \gamma^2 \sum_{n, m} M_{nm} a_n^+ a_m (b_n^+ b_m + b_m b_n - b_n^+ b_n - b_m b_m) + \Delta \sum_n a_n^+ a_n b_n^+ b_n. \quad (2)$$

Здесь  $M_{nm}$  — интегралы межмолекулярной передачи экситонного возбуждения, к-рые непосредственно связаны с дисперсией законом экситона  $E_m(k)$  (нумеруют экситонные зоны,  $K$  — квазимпульс экситона). Т. о.,  $H$  полностью определяется законом дисперсии экситона и константами  $\gamma^2$  и  $\Delta$  (динамика 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. и в и б р о н о м. Одночастичные встни спектра возникают лишь при достаточно больших значениях  $\gamma^2 \geq 1$  или  $|\Delta| \geq \Delta E_s/2$ . При  $|\Delta| > \Delta E_s$  виброн представляют собой внутримолекулярные В. в., перемещающиеся как целое по кристаллу (молекулярный виброн). В спектре поглощения молекулярных кристаллов вибронны проявляются в виде относительно узких полос (из-за правила отбора по квазимпульсу  $k$ ). Если  $\gamma=0$  (неполносимметричное колебание молекулы), то такие полосы не поляризованы (молекулярные  $M$ -полосы). Если же  $\gamma \neq 0$  (полносимметричное колебание), то полосы поглощения, относящиеся вибронам, сходны с  $K$ -полосами свободных экситонов (см. *Давидовское 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 возникает относительно долгоживущие квазиодночастичные состояния и  $D$ -полосы значительно сужаются.

Приведенные выводы справедливы для  $\hbar \omega \gg \Delta E_s$ . При  $\hbar \omega < \Delta E_s$ , В. в. нестабильны и распадаются на экситон и фонон, а вибронные спектры сливаются с



экситонными. При  $\hbar \omega < \Delta E_s$  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) В о у л е в. В. П., Р а ш к о в. Э. И., Ш е н к о. Е. Ф., Спектроскопия молекулярных экситонов. М., 1981; 2) С и н и й, Е. С. Exciton polarons of molecular crystal models. 2. Optical spectra. *J. Phys. Soc. Jap.*, 1975, v. 38, p. 825. Ф. И. Рабица.

**ВИГНЕРА 6J-СИМВОЛЫ** (6j-символы) — возникают при сложении трёх и более угловых моментов в квантовой механике (см. *Квантовая сложение моментов*). Широко используются в разл. физ. приложениях, задачах теории представлений групп. Введены Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1951.

При сложении трёх моментов  $J_1, J_2, J_3$  полный момент  $J$  можно получить согласно неск. разл. схемам связи, напр.

$$J_1 + J_2 = J_{12}, \quad J_{12} + J_3 = J, \quad (1)$$

$$J_2 + J_3 = J_{23}, \quad J_1 + J_{23} = J. \quad (2)$$

Преобразование между собств. ф-циями  $|j_{12} m\rangle$  и  $|j_{23} m\rangle$  операторов  $J^2$  и  $J_z$ , построенными согласно (1) и (2), осуществляется при помощи унитарной матрицы  $U(j_{12}, j_{23})$ :

$$|j_{23} m\rangle = \sum_{j_{12}} U(j_{12}, j_{23}) |j_{12} m\rangle, \quad (3)$$

к-рая пропорциональна 6j-символу Вигнера:

$$U(j_{12}, j_{23}) = (-1)^{j_1 + j_2 + j_3 + i} \sqrt{(2j_{12} + 1)(2j_{23} + 1)} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_3 & j_{12} & j_{23} \end{matrix} \right\}. \quad (4)$$

В силу определения (4) 6j-символы являются скалярами. Их можно выразить через *Клебша* — *Гордана коэффициенты* [1—3]:

$$(-1)^{j_1 + j_2 + j_3 + i} \sqrt{(2j_{12} + 1)(2j_{23} + 1)} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_3 & j_{12} & j_{23} \end{matrix} \right\} = \sum_{m_1, m_2, m_3, m_{12}, m_{23}} C_{j_1 m_1, j_2 m_2}^{j_{12} m_{12}} C_{j_{12} m_{12}, j_3 m_3}^{j_{23} m_{23}} C_{j_1 m_1, j_2 m_2, j_3 m_3}^{j_{12} m_{12}, j_{23} m_{23}}. \quad (5)$$

Равенство (5) однозначно определяет фазовые и нормировочные множители. При этом 6j-символы неинвариантны. 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 свойствам ортогональности:

$$\sum_{j_{12}} (2j_{12} + 1)(2j_{23} + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j_{23} & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j_{23} & J \end{matrix} \right\} = \delta_{j_{23} j_{23}'} \quad (6)$$

$$\sum_{j_{23}} (2j_{12} + 1)(2j_{23} + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j_{23} & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j_{23} & J \end{matrix} \right\} = \delta_{j_{12} j_{12}'}$$

Из ф-лы (5) и свойств симметрии коэффициентов Клебна — Гордана вытекают свойства симметрии в  $\beta$ -символов: величина  $\beta$   $j$ -символов не меняется при перестановке столбцов, а также при перестановке любых двух элементов верхней строки с расположенными под ними двумя элементами нижней строки, напр.:

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_1 & j_2 & j_{12} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & j_{12} \\ j_1 & j_2 & j_{12} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_2 & j & j_{12} \\ j_1 & j_2 & j_{12} \end{Bmatrix}. \quad (7)$$

Имеют место также соотношения симметрии Реджера, к-рые не сводятся к простой перестановке параметров  $\beta$ -символа [1—3]. В частности,

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_1 & j_2 & j_{12} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_1 & s-j_2 & s-j_{12} \\ j_1 & s-j & s-j_{12} \end{Bmatrix}, \quad (8)$$

где  $s = 1/2(j_2 + j_{12} + j + j_{12})$ .

Наряду с  $\beta$ -символами в приложениях часто используются коэффициенты Рака  $W(abcd; ef)$ , к-рые отличаются от  $\beta$ -символов только выбором фазового множителя:

$$\begin{Bmatrix} a & b & e \\ d & c & f \end{Bmatrix} = (-1)^{a+b+c+d} W(abcd; ef). \quad (9)$$

Подробнее о свойствах  $\beta$ -символов и коэффициентов Рака см. в [1—4]. Таблицы алгебраич. и численных значений  $\beta$ -символов приводятся в [1, 2].

Лит.: 1) Вандалович Д. А., Москва 1948; 2) Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; 3) Юрис А. П., Вандалович А. А., Теория момента количества движения в квантовой механике, Вильнюс, 1977; 4) Бидельхард Л., Даук Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; 5) Никитов А. Ф., Суслив С. К., Уваров В. В., Классические ортогональные полиномы дискретной перемонной, М., 1985; 6) Кузнецов Г. И., Смирнов И. С. и др., А. В. Гигерта  $3j$ -коэффициентов, «Изв. Физмат», 1975, т. 21, с. 1135. С. К. Суслив.

**ВИГНЕРА ФУНКЦИИ** ( $D$ -функции, обобщённые сферические функции) — функции  $D_{mm'}^j(\alpha, \beta, \gamma)$ , к-рые описывают преобразование волновой ф-ции квантовой системы с опред. угловым моментом  $j$  и опред. проекцией  $m$  момента на ось  $z$  при повороте системы координат на углы Эйлера  $\alpha, \beta, \gamma$ :

$$\Psi_{jm} = (D^j \Psi)_{jm} = \sum_{m'} D_{mm'}^j(\alpha, \beta, \gamma) \Psi_{jm'}.$$

( $j, m$  и  $m'$  — одновременно целые или полуцелые числа, причём  $j \geq 0$ ;  $m, m' = -j, -j+1, \dots, j$ ). В. ф. определяются ф-лами

$$\begin{aligned} D_{mm'}^j(\alpha, \beta, \gamma) &= (-1)^{m-m'} e^{-i(m\alpha+m'\gamma)} \times \\ &\times \left[ \frac{(j+m)! (j-m)!}{(j+m')! (j-m')!} \right]^{1/2} \cdot \left( \sin \frac{\beta}{2} \right)^{m-m'} \left( \cos \frac{\beta}{2} \right)^{m+m'} \times \\ &\times P_{m-m'}^{j-m, m+m'}(\cos \beta), \end{aligned}$$

где

$$P_n^{\alpha, \beta}(z) = \frac{(-1)^n}{2^n n!} (1-z)^{-\alpha} (1+z)^{-\beta} \frac{d^n}{dz^n} \times$$

$$\times [(1-z)^{\alpha+\beta} (1+z)^{\alpha+\beta}] =$$

полиномы Якоби (см. *Ортогональные полиномы*). Ф-ции  $D_{mm'}^j(\alpha, \beta, \gamma)$  являются матричными элементами неединичного унитарного представления группы вращений трёхмерного пространства. Для них справедливы соотношения ортогональности:

$$\int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\pi d\beta \sin \beta \int_0^{2\pi} d\gamma D_{m_1 m_1'}^{j_1} D_{m_2 m_2'}^{j_2} =$$

$$= \frac{8\pi^2}{2j_1+1} \delta_{j_1 j_2} \delta_{m_1 m_2} \delta_{m_1' m_2'}$$

$$\sum_{m''} D_{m_1 m_2}^{j_1} D_{m_2 m_1'}^{j_2} = \delta_{m_1 m_1'}$$

а также теорема сложения:

$$D_{mm'}^{j_1+j_2}(0, 0, 1) = \sum_{m''} D_{mm''}^{j_1}(0, 0, 1) D_{m''m'}^{j_2}(0, 1),$$

где  $\theta_j = (\alpha_j, \beta_j, \gamma_j)$  — углы Эйлера для двух последоват. вращений системы координат,  $\theta_j 0_j$  — углы Эйлера для произведений этих вращений. В. ф. впервые исследованы Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1931. В нек-рых случаях В. ф. можно выразить через *сферические функции*. Лит.: Давидов Д. Д., Дифференц. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Варшалавич Д. А., Москва 1948; Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; Никитов А. Ф., Уваров В. В., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984.

**ВИГНЕРА ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ** — матрица плотности в смешанном координатно-импульсном представлении, введённом Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1932.

В. ф. связана с матрицей плотности в координатном представлении  $\rho_N(x, x', t)$  соотношением

$$I_N(x, p, t) = (2\pi\hbar)^{-2N} \int \rho_N(x - \xi/2, x + \xi/2, t) \exp(i\hbar^{-1}(p\xi)) d\xi,$$

где  $x = (x_1, \dots, x_N)$ ,  $\xi = (\xi_1, \dots, \xi_N)$  —  $3N$ -мерные векторы. Также определены смешанные представления со связанными координатами удобно тем, что В. ф. не может быть комплексной (в отличие от обычного координатно-импульсного представления). Переход от  $\rho_N$  к  $I_N$  соответствует преобразованию Вейля. В. ф. позволяет найти распределение частиц по координатам или по импульсам с помощью интегрирования по  $p$  или по  $x$ :

$$\int I_N(x, p, t) dp = \rho_N(x, x, t),$$

$$\int I_N(x, p, t) dx = \rho_N(p, p, t).$$

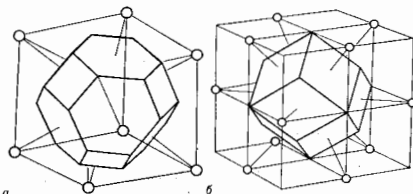
Однако сама В. ф. не имеет смысла плотности вероятности, т. к. может быть отрицательной. Подобные матрицы плотности иногда наз. квазивероятностями. В. ф. удовлетворяет ур-нию движения, аналогичному квантовому ур-нию Лиувилля для матрицы плотности. С помощью В. ф. р. можно построить одно-, двух- и т. д. частичные приведённые В. ф. р., проводя интегрирование по части ее аргументов. Для этих частичных В. ф. р. можно получить цепочку зацепляющихся ур-ний, удобных для построения ур-ний нереноса.

В. ф. 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 нестационарно неоднородной системы. Лит.: Вейль Г. E., On the quantum correction for thermodynamic equilibrium, «Phys. Rev.», 1932, v. 60, p. 749; Вейль Г., Рауновелл и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 3; Клейнман и Чич Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982, гл. 17; Гроув С. Р., де Саттори Л. Р., 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. объёмно-центрированного (ОЦК) и гранецентрированного (ГЦК) кристаллов приведены на рис. В.—З. я. полностью определяют трансляц. структуру кристалла и имеют



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-нейтривалентному узлу всех типов, имеющихся в данной кристаллич.



а — для объемноцентрированного кристалла (узлы — центры октаэдр); б — для гранецентрированного кристалла (ромбический додекаэдр).

решётке. В.—З. я. *обратной решётки* кристалла представляет собой первую *Бриллюэнову зону*.

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Аширофт Н., Мерми и Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.

**ВИГНЕРОВСКИЙ КРИСТАЛЛ** — упорядоченное состояние электронов, находящихся в поле (железа) положительного, равномерно распределённого заряда. В. к. образуется при низких темп-рах  $T$ , если ср. расстояние между электронами значительно больше, чем *Бора радиус*  $a_B = \hbar^2/me^2$ , т. е.  $na_B^3 \ll 1$ , где  $n$  — концентрация электронов,  $m$  — их масса,  $e$  — заряд. Ю. Вигнер (E. Wigner, 1934) показал, что миним. энергий при  $na_B^3 \ll 1$  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. Киттич. энергия электронов (равная при  $T=0$  К энергии их нулевых колебаний вблизи положения равновесия) меньше потенциальной энергии на фактор  $(na_B^3)^{1/2} \ll 1$ .

При увеличении плотности электронов потенц. и кинетич. энергии становятся сравнимыми, и при  $na_B^3 \approx 1$  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. *Фрелиховской проводимостью*, в к-рых образуются *волны зарядовой плотности*, частным случаем к-рых является В. к.

Если положит. фон не является однородным, то происходит «запеленение» (пипининг) электронной решётки за неоднородности и фрелиховская проводимость возможна лишь, если электрич. поле  $E$  превосходит критич. поле  $E_{кр}$ , к-рое зависит от энергии запеленения.

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

состоянием соответствуют минимумы энергии, разделяющие потенц. барьеры.

Реализация В. к. в трёхмерных твёрдых телах затруднена из-за наличия примесей, компенсирующих объёмный заряд электронов. Иначе обстоит дело

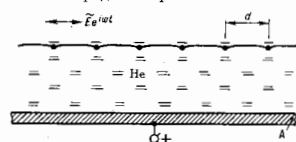


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению вигнеровского кристалла для электронов над поверхностью жидкого He.

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 размещены в пространстве на расстоянии, значительно превышающее ср. расстояние  $d$  между зарядами каждого слоя (рис. 1). Это обеспечивается однородность фона.

Экспериментально В. к. наблюдался впервые Граймсом (С. Grimes) и Адамсом (G. Adams) (США) для электронов над жидким He. Электрич. поле, создаваемое электродом А, несущим положит. заряд плотностью  $q$ , удерживает над поверхностью He электроны, плотность к-рых  $n \leq q/|e|$ . При низких темп-рах электроны располагаются в узлах треугольной решётки с периодом  $d = 2^{1/2} \cdot 3^{-1/2} \cdot n^{-1/2} \approx 2 \cdot 10^{-5}$  см, что во много раз меньше толщины слоя He  $\sim 1$  м. Из-за небольшой деформации поверхности под каждым электроном при их движении в касательном перемещении эл.-магн. поле возбуждает капиллярные волны частотой  $\omega$ . Возникновение упорядоченного состояния приводит к резонансному поглощению эл.-магн. излучения на частотах, при к-рых длины капиллярных волн кратны периоду вигнеровской решётки (рис. 2).

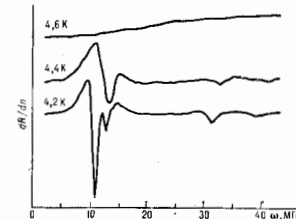


Рис. 2. Резонансное поглощение  $R$  электромагнитных волн из-за образования вигнеровского кристалла.

напесному 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 заряд. 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 жесткости от темп-ры.

В др. двумерных системах, напр. МДП-структурах, *гетеропереходах*, однозначного доказательства существования В. к. пока не получено (см. *Инверсионный*

свой). Образование в них упорядоченного состояния электронов принадлежало для объяснения *жидкогого Холла збрыкна*.

Лит.: Видигер Е., On the interaction of electrons in metals, «Phys. Rev.», 1914, ч. 46, p. 1092; Видигер Д., Электронные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1965; Grimes G. C., Adams G., Evidence for a liquid-to-crystal phase transition in a classical, two-dimensional sheet of electrons, «Phys. Rev. Lett.», 1979, ч. 42, p. 785; Зейдман Я. и В. С., Левитруемые электроны, «УФН», 1980, т. 130, с. 675.

**ВИДЕМАНА ЭФФЕКТ** — возникновение деформации кручения у ферромагн. стержня, но к-рому течёт электр. ток, при доменции стержня в продольное магн. поле. Открыт в 1858 Г. Видеманом (G. Wiedemann). В. з. — 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 переменн., то стержень испытывает крутильные колебания.

**ВИДЕМАНА — ФРАНЦА ЗАКОН** — соотношение, связывающее электрич. теплопроводность  $\chi$  и электропроводность  $\sigma$  в твёрдых тел. Экспериментально установлен Г. Видеманом (G. Wiedemann) и Р. Францем (H. Franz) в 1853 применительно к металлам в виде соотношения  $\chi/\sigma = C$ , 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  $\chi/\sigma$  связано с тем, что в металлах тепловой поток переносится гл. обр. электронами, причём в электронную теплопроводность  $\chi_e$  и в  $\sigma$  входят одинаковым образом одни и те же параметры — время свободного пробега, масса и концентрация свободных электронов. Число Лоренца в теории Друде совпало с эксперим. значением, однако, как выяснилось впоследствии, это совпадение не существовало бы 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. получили в Зоммерфельда теории металлов, в к-рой рассеяние электронов предположено изотропным. Согласно этой теории,  $L = (\pi^2/3)(k/e)^2 = 2,45 \cdot 10^{-8}$  Вт  $\cdot$  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 унригый характер, т. е. изменение энергии электрона при рассеянии мало по сравнению с величиной его энергии. При неуригном рассеянии В. — Ф. з. нарушается. В. — Ф. з. экспериментально подтверждается для большинства металлов при комнатной темп-ре, но имеются исключения (Вс, 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 уригном 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 — Херрикса формула*). При неуригном рассеянии носителей (в частности, при рассеянии на оптич. фононах в области низких темп-р), а также при иризовальной 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 Wärmeleitfähigkeit der Metalle, «Ann. Phys. und Chemie», 1853, Bd IV, S. 497; Ансольдм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Вилксофт Н., Мерман И., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.

**ВИДЕОЭО УСЛОВИЕ** — то же, что *бетатронное условие*.

**ВИДИКОН** (от лат. video — смотрю, вижу и греч. eikōn — 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 соедичение конденсатора С и светозависимого сопротивления R между облучаемой нучком N поверхностью и сигнальной пластиной СП (рис. 2). Пучок относительно медленных электронов заряжает облучаемую поверхность до потенциала катода, СП имеет более положит. потенциал. После ухода луча ёмкость разряжается через сопротивление R тем в большей степени, чем выше освещённость соответствующего элемента. Подзарядка конденсаторов при очередном прогабании элементов нучком сопротивления происходит протеканием тока в цепи СП, что приводит к выделению на сопротивлении нагрузки  $R_N$  видеосигнала  $U_c$ .

В. — осн. видеосадающих трубок в системах вещательного и пром. телевидения. Мишени первых В. формировались из SbS<sub>3</sub>. Для студийных передат. распространя В. с мишенями на основе PbO (п л ю м б и к о н ы, л е д и к о н ы), характеризующиеся высокой чувствительностью к свету и малой инерционностью. Малые темновые токи (при отсутствии освещённости) имеют мишени на основе *гетеропереходов* селенита кальция (х а л ь н и к о н ы в Японии, кадмиконы в СССР), Se—As—Te (с а т и к о н ы), ZnS—Cd—Te (н ь ю б и к о н ы). Освещённость на мишени, обеспечивающая ток сигнала 100 нА, в таких В. 1—10 лкс, что делает их пригодными для вступидных цветных репортажных камер.

К В. можно также отнести приборы с мишенями на основе мозаики *p-n-переходов* в Si (кремниконы). Их чувствительность  $\sim 0,1$  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 светофильтра, обеспечивающую кодирование и разделение сигналов, соответствующих 3 осн. цветам изображения (синему, красному и зелёному). В. с мишенью из аморфного Se

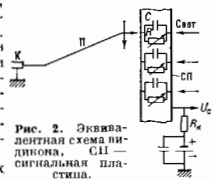


Рис. 2. Эквивалентная схема видеодика, СП — сигнальная пластина.

чувствителен к рентг. излучению и используется для рентгеновской визуальной дефектоскопии.

Лит. см. при ст. *Передающие электронно-лучевые трубки*, В. Л. Герус.

**ВИДИМОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** — 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 указаны.

А. П. Гагарин.

**ВИДНОСТЬ** — устаревшее назв. *спектральной световой эффективности*.

**ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ** — 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. голографирующих систем, либо методами акустич. голографии.

В зависимости от характера используемого эффекта в методе В. з. п. можно подразделить на три группы: 1) методы, в к-рых используются осн. параметры звукового поля — звуковое давление, коээффициент, смещение частиц, перем. плотность среды; 2) методы, основанные на квадратич. эффектах в звуковом поле, — деформация водной поверхности под действием *пандеромоторных сил* звукового поля, на *акустических течениях*, эффекте *Рэлея* (диск); 3) методы, использующие вторичные эффекты, возникающие при распространении звуковых волн достаточной интенсивности в жидкостях, — тепловые эффекты, ускорение процессов диффузии, дегазация жидкостей, акустич. канитации, эффекты гашения и возбуждения люминесценции, изменения цвета красителей, непосредств. воздействия УЗ на фотослой и т. д.

Среди методов *нервной группы* самый распространенный — 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. стончих волн, а для визуализации поля бегущей волны необходим яватор (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 силовой пьезоэластики с секционированным электродом на внутр. (тыльной) стороне. В последнем случае посредством пьезоэффекта картина распределения звукового давления преобразуется в соответствующий электрич. потенциалный 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 приводит к модуляции светового потока по фазе. Для визуализации этих фазовых изменений применяется метод Теннера (см. *Теневой метод*), в к-ром используется рефракция света в среде с перемен. показателем преломления. Его модификация — метод фазового контраста, в к-ром модуляция светового луча по фазе преобразуется в модуляцию по амплитуде, дающую видимое изображение.

Для перазирующего контроля применяют методы В. з. п., основанные на оптич. голографич. интерференции: на одной и той же фотопластишке 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 *второй группе* наиб. распространение получил метод поверхностного рельефа

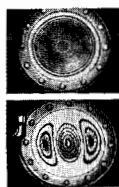


Рис. 1. Интерферограммы поверхности колеблющейся мембраны.

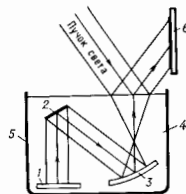


Рис. 2. Схема метода поверхностного рельефа: 1 — источник звука, 2 — объектив, 3 — изучаемый объект, 4 —目鏡, 5 — экран, 6 — рельеф.

(рис. 2), основанный на эффекте влучивания свободной поверхности жидкости под воздействием пандеромоторных сил УЗ-поля. Обусловленный УЗ рельеф визуализируют с помощью направленного на поверхность жидкости светового пучка, используя разл. методы, и 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 шешук лёгкого металла, напр. алюминий, к-рые в отсутствие акустич. поля 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 обуславливает акустооптич. эффекты в этих веществах, используемые для В. з. п. Эффект динамич. рассеяния света состоит в том, что при наложении в УЗ-поле тонкого слоя иррадирующей 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 вызванный 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 поляризатора это изменение поляризации преобразуется в изменение интенсивности светового потока, пропорционального либо звуковому давлению, либо коэфф. смещения.

К *третьей группе* относятся методы, основанные на тепловом воздействии УЗ и на его способности ускорить 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 провитамина; в местах с большей интенсивностью УЗ-диффузии провитамина в желатину ускоряется и бумага быстро чернеет.

Для В. з. п. используются также квант. эрозия фольги, помпционной в УЗ-поле, акустич. эффекты, среди к-рых наиб. нагляден эффект иотемнения крахмала в растворе поддетого калия, разлагающегося под действием УЗ-квантиции в слабо подкисленной среде.

Сравнительные характеристики различных методов визуализации звуковых полей

Метод	Характеристики			
	$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$f$ , МГц	$t$ , с	
Первая группа	Механич. сканирование пьезоприменком . . . . .	$10^{-11}$	Практически любая	$10^{-7}$ — $10^{-8}$
	Электронное сканирование пьезоприменком, пластины	$10^{-11}$	$0,1-10^4$	$10^{-7}$ — $10^{-8}$
	Пьезоэлектрич. эл.-люминесцентный датчик . . . . .	$10^{-5}$	$0,1-2$	$0,1-1$
	Тепловой метод, метод фазового контраста, дифракция света на УЗ . . . . .	$10^{-2}$ — $10^{-3}$	$0,5-30$	$10^{-2}$ — $10^{-3}$
	Голография, интерферометрия	$10^{-2}$ — $10^{-3}$	Не ограничена	$10^{-2}$ — $10^{-3}$
Вторая группа	Метод поверхностного рельефа			
	в жидкости . . . . .	$2-10^{-3}$	$0,3-10$	$0,1$
	в твердом теле . . . . .	$3-10^{-3}$	$0,5-15$	$0,01$
	Акустический эффект в жидких кристаллах . . . . .	$10^{-2}$ — $10^{-3}$	$0,7-10$	$0,1$
Метод диска Роллея . . . . .	$2-10^{-4}$	$0,1-1$	$1$	
Третья группа	Ускорение процесса Фототр. провитамина . . . . .	$0,1$	$0,1-1$	$10-100$
	Потемнение пластины со слоем крахмала в водном растворе . . . . .	$1$	$0,1-1$	$100$
	Обесцвечивание крахмала при диффузии . . . . .	$0,5-1$	$0,1-1$	$10-150$
	Возбуждение люминесценции . . . . .	$1$	$0,1-1$	$0,1-1$
	Гашение люминесценции . . . . .	$1$	$0,1-1$	$0,1-1$
	Изменение цвета термоустойчив. красок . . . . .	$1$	$0,01-10$	$0,1$
	Изменение фотомиссии . . . . .	$0,1$	$0,1-1$	$0,1$

В табл. приведено сравнение методов В. з. п. с указанием пороговой интенсивности  $I$  и частоты  $f$  (или диапазона частот), а также ориентировочные значения мин. времени экспозиции  $t$ .

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Розенберг Л. А., Обзор методов визуализации ультразвуковых полей, «Акуст. ж.» 1955, т. 1, № 2, с. 89; Свет В. Д., Метод акустической голографии, [Л.], 1976; Грегуй П., Звуковидение, пер. с англ., М., 1982. В. Д. Свет.

**ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ** — методы преобразования пространственного распределения некоторого параметра физ. поля, гл. обр. эл.-магн. излучения, видимого для человеческого глаза (ИК-, УФ-, УЗ-, рентг. излучений и др.), исследуемого или отраженного (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. энергии, 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/см<sup>2</sup> или Дж/см<sup>2</sup>), предельное пространственное разрешение  $R$  (в мм<sup>-1</sup>), постоянная времени  $t$  (с) или частота получения изображений  $f$  (кадр/с). Устройства для В. и. характеризуются также областью спектральной чувствительности, динамик. 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, сенсibilизированные к ИК-излучению ( $g \approx 10^{-4}-10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup>,  $R \approx 60-80$  мм<sup>-1</sup>), до 1,7 мкм — *электронно-оптические преобразователи* ( $g \approx 10^{-10-11}$  Дж/см<sup>2</sup>,  $R \approx 30-40$  мм<sup>-1</sup>). Для визуализации ИК-изображений в окнах прозрачности атмосферы 3-5 и 8-14 мкм применяют тел. д. в. з. приборы, в к-рых поле изображения сканируется одними многоэлементными фотоэлектрич. приёмником, присутствующим на основе соединения InSb (3-5 мкм) или CdHgTe (8-14 мкм), охлаждаемого до 77 К (см. *Тел. в. з. приборы*). Возможно использование тепловых приёмников изображения — эваторграфов (см. *Эваторграфия*) или термодиных трубок с тепловизирующей микелю из пироэлектрич. материалов (см. *Пироэлектрики*) — пиродиодиков. 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/см<sup>2</sup>; у эваторграфа последние величины равны  $10^{-5}$  Вт/см<sup>2</sup>, разрешение  $R \approx 10-15$  мм<sup>-1</sup>. В тепловизорах используются объективы из монокристаллов Si, Ge, халькогенидных стёкол и поликристаллич. оптич. материалы. Меньшей чувствительностью обладают др. способы В. и., основанные на тепловом *тушении люминесценции* ( $g \approx 10^{-2}-10^{-3}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $R \approx 15-30$  мм<sup>-1</sup>), но зато такие люминофорные экраны чувствительны не только в оптическом, но и в КВ-радиодиапазоле (радиовизиоры). В ИК-диапазоле в системах В. и. могут использоваться слои халькогенидных ( $g \approx 10^{-2}-10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $R \approx 5$  мм<sup>-1</sup>) или нематических ( $g \approx 0,2-2 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>) *жидких кристаллов*, а также *фотохромные материалы*.

Для визуализации импульсных полей лазерного излучения и для оптич. микроскопии информации (видео-диски, оптич. запоминающие устройства) применяются испаряющиеся тонкие металлич. плёнки ( $g \approx 0,5-1,0$  Дж/см<sup>2</sup>,  $R \approx 2000$  мм<sup>-1</sup>), термомагнитные плёнки ( $g \approx 10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>,  $R \approx 300$  мм<sup>-1</sup>), слои «ФТИПРОС», регистрирующие излучение на основе фазового перехода в тонких плёнках  $V_2O_5$  ( $g \approx 10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>,  $R \approx 500-800$  мм<sup>-1</sup>). 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 порядка  $\sim 10^{-6}-10^{-4}$ ,  $R \approx 50$  мм<sup>-1</sup>).

Для В. в. в УФ- и рентг. областях спектра, наряду с фотослоями, содержащими повышенную концентрацию AgBr и уменьшенные кол-во желатина, используются люминесцентные экраны, электрофото-оптич. преобразователи с фотокатодом из Cs<sub>2</sub> и микроканальные усилители яркости ( $g \approx 10^{10} - 10^{11}$  Дж/см<sup>2</sup>,  $R \approx 10$  мг<sup>-1</sup>). Для простоты оптич. изображения в этой области применяются либо зеркальные системы со скользящим отражением от ультрадиалки металлик. 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 полутонного 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 зарядк. частичек красящего порошка используется для проявления скрытого изображения в электрофотографии. Магн. поля визуализируют как нанесением железных опилок, так и в поляризон. свете с использованием магнитооптич. *Керра эффекта*. Поля механич. напряжений в моделях конструкций, изготовленных из оптически активных веществ, визуализируют в поляризон. свете (метод *фотоупругости*). Для этих же целей в прозрачных объектах используют метод *голографической интерферометрии*. Визуализация аэролин гидродинамич. потоков осуществляется с помощью интерференц. и *теневых методов*.

Визуализация УЗ-изображений и голограмм основана на методах деформации поверхности рельефа в жидкости, *дифракции света на ультратонке* ( $g \approx 10^{-9}$  Вт/см<sup>2</sup>), тепловом воздействии УЗ на жидкие кристаллы или пропитанные проявителем предархивально засвеченные фотослои ( $g \approx 10^{-4} - 1$  Вт/см<sup>2</sup>), а также на использовании матриц *везеолоэлектрич.* приёмников ( $g \approx 10^{-8}$  Вт/см<sup>2</sup>) (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 з у А. Зрение человека и электронное зрение, пер. с англ., М., 1977; Л и о Я. Дж. Дж., Системы тисловидения, пер. с англ., М., 1978; Г р е г у ш П., Звукоизлучение, пер. с англ., М., 1982; Л у и з о в А. В., Глаз и свет, Л., 1983; Неверовские фотографические процессы, под ред. А. Д. Каргузовского, Л., 1984. В. И. Сильнов.

**ВИКА ТЕОРЕМА** в квантовой теории — выражает произведение (а также *хронологическое произведение*)  $n$  полевых операторов во *взаимодействии предсталиции* через сумму *нормальных произведений* этих же операторов, умноженных на *перестановочные* (или *приписные*) ф-ции.

Согласно [Докладанной Дж. Викам (G. Wick) в 1950] В. т., обычное произведение дональных полевых операторов равно сумме всех соответствующих нормальных произведений со всевозможными с п а и р а в а н и я м и, включая и нормальное произведение без спариваний. Иными словами, произведение  $n$  полевых операторов  $A_1, A_2, \dots, A_n$  может быть представлено в виде суммы нормальных произведений (обозначается (...)) со всевозможными взаимными спариваниями (заменили пары операторов на числовую — т е операторную — ф-цию), т. е. в виде суммы: а) нормального произведения без спариваний  $A_1 A_2 \dots A_n$ ; б) нормальных произведе-

ний с одним спариванием любых двух операторов  $A_i$  и  $A_j$

$$\sum_{i \neq j} : A_1 \dots A_i \dots A_j \dots A_n : = \sum_{i \neq j} A_i A_j \eta(i, j) : A_1 \dots A_{i-1} A_{i+1} \dots A_{j-1} A_{j+1} \dots A_n :$$

[здесь скобка связи означает спаривание,  $\eta=1$  в случае операторов бозе-полей и  $\eta(i, j)$  равно единице перестановочных операторов ферми-полей от порядка  $\{1, 2, \dots, i, \dots, j, \dots, n\}$  к порядку  $\{i, j, 1, \dots, i-1, i+1, \dots, j-1, j+1, \dots, n\}$ ]; в) нормальных произведений с двумя всевозможными спариваниями (при  $n \geq 4$ )

$$\sum_{i \neq j \neq k \neq l} : A_1 \dots A_i \dots A_j \dots A_k \dots A_l \dots A_n :$$

з) нормальных произведений с тремя всевозможными спариваниями (при  $n \geq 6$ ) и т. д. При этом  $A_i A_j$  определено как *вакуумное среднее* от произведения спариваемых операторов:

$$A_i A_j = \langle 0 | A_i A_j | 0 \rangle.$$

В. т. для хронологич. произведения  $n$  линейных операторов отличается только заменой простого спаривания на хронологическое (скобка сверху):

$$A_i A_j = \langle 0 | T(A_i A_j) | 0 \rangle.$$

Из В. т. следует, что любой матричный элемент от обычного или хронологич. произведения  $n$  линейных операторов в конечном счёте выражается через произведение 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. П., Ш и р к о в Д. В., Квантовые поля, М., 1980, § 17; Д. В. Ширков, **ВИЛЛАРИ ЭФФЕКТ** (магнитоупругий эффект) — влияние механич. деформации (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 *магнитоупругости*. Ферромагнетик (напр., Ni), к-рый при намагничивании сокращается в размерах (обладает отрицат. магнитоупругией), при растяжении уменьшает свою намагниченность (отрицат. В. э.). Наоборот, растяжение ферромагнетиков с положит. магнитоупругией, 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. *Магнитоупругие*) 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  $M_z$  при наложении напряжений. Эти явления, как и магнитоупругия в области техн. намагничивания, определяют магн. силы взаимодействия атомов в решётке (преобладание магнитоупругой энергии над энергией магн. антогонири кристалла; подробнее см. *Магнитоупругие взаимодействия*).

Р. Э. Левитин, **ВИЛЬСОНА КАМЕРА** — 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 исследованием *космических лучей*: открытие пиронных атм. линий (1929, [2]), *позитрона* (1932, [3]), обнаружение следов *мюонов* [4], открытие *странных частиц*

[5]. В дальнейшем В. к. была практически вытеснена *пучковой камерой*, обладающей большим быстротечным и поэтому более пригодной к работе на совр. ускорителях заряженных частиц.

В В. к. следы заряд. частиц становятся видимыми благодаря конденсации пересыщенного пара на ионах, образованных заряд. 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, водный пар конденсируется преимущественно на отрицат. ионах, пар 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  $T_1/T_2 = (P_1/P_2)^{1/\gamma}$  в зависимости от того, происходит ли расширение камеры за счёт изменения объема 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 (мёртвое время) В. к. Для измерения импульсов частиц, регистрируемых в В. к., её помещают в магн. поле; для увеличения количества вещества, проходящего частицей, в В. к. располагают пластины из плотного материала, оставая между ними зазоры для наблюдения следов (треков) 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  $x = 4,68 (Dt)^{1/2}$ , где  $D$  — коэф. диффузии (в см<sup>2</sup>/с),  $t$  — время расширения,  $k$  — кое в обычных В. к. порядка неск. мкс. Полное время цикла обычной В. к.  $\approx 1$  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) Wilson C., On an expansion apparatus for making visible the tracks of ionizing particles in gases and some results obtained by its use, «Proc. Roy. Soc. London A», 1912, v. 87, p. 277; 2) S. K. и P. L. D., Über eine neue Art sehr schneller  $\beta$ -Strahlen, «Z. Phys.», 1929, Bd 54, S. 686; 3) Anderson C. D., The Apparent existence of easily deflectable positives, «Science», 1932, v. 76, p. 235; 4) A. Дегеро и С. Д., X-ray tracks of  $\beta$  and  $\gamma$  rays, «Phys. Rev.», 1935, v. 50, p. 203; 5) И. Ж. С., Cosmic-ray particles of intermediate mass, «Nature», 1938, v. 54, p. 68; 6) Росс и Гейтс Г. В., Визуальное наблюдение следов частиц, «Изв. АН СССР», 1947, v. 160, p. 855; 7) Вильсон и Дикс, Камера Вильсона, пер. с англ., М., 1954; 8) Дас Гупта Н., Гош С., Камера Вильсона и ее применения в физике, пер. с англ., М., 1947; 9) Привинца и методы регистрации элементарных частиц, [Сост. пер. Л. Ю. К. Юан, Ву Цзинь-Сюан], пер. с англ., М., 1963. Л. И. Сарычева.

**ВИНА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ** — закон распределения энергии по частотам  $\nu$  (или длинам волн  $\lambda$ ) 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., спектраль-

ная плотность энергии равновесного излучения в шкале частот равна:

$$u_{\nu, T} = (8\pi h\nu^3/c^3) e^{-h\nu/kT}$$

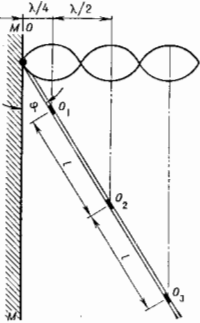
[или в шкале длин волн:  $u_{\lambda, T} = (8\pi hc/\lambda^5) \exp(-hc/\lambda kT)$ ]. В. з. и. впервые выведен В. Вином (W. Wien) в 1896 методом, к-рый в неясной форме вводит квантовую гипотезу, что выяснилось лишь впоследствии (в первонач. ф-лу Вина входили две неизвестные постоянные, оказавшиеся комбинациями постоянных  $h, k$  и  $c$ ). М. А. Ельшичев.

**ВИНА ЗАКОН СМЕЩЕНИЯ** (формула Вина) — определяет общий вид распределения энергии по частотам  $\nu$  (или длинам волн  $\lambda$ ) 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  $\nu$  равна  $u_{\nu, T} = \nu^3 F(\nu/T)$ , где  $F$  — иск-рая функция от  $\nu/T$  (в шкале длин волн —  $u_{\lambda, T} = (1/\lambda^5) f(\lambda/T)$ , где  $f$  — ф-ция от  $\lambda/T$ ). Конкретный вид ф-ции  $F$  (и  $f$ ) определяется *Планка законом излучения*, выведенным исходя из квантовых представлений.

При замещении темп-ры в силу В.з.с. сохраняются вид ф-ции  $u_{\nu, T}$  и  $u_{\lambda, T}$  в смещенной шкале частот  $\nu/T = \text{const}$  или длин волн  $\lambda/T = \text{const}$  (откуда назв. «В.з.с.»). В частности, положение максимумов этих ф-ций удовлетворяют условиям  $\nu_{\text{макс}}/T = \text{const}$  и  $\lambda_{\text{макс}}T = \text{const}$ , к-рые представляют собой частные формы В.з.с. Чаще всего В.з.с. назв. выражение  $\lambda_{\text{макс}}T = b$ , где  $b = 0,2898$  см·К — постоянная Вина.

**ВИНЕРА ОПЫТ** — опыт, экспериментально подтвердивший образование стоячих световых волн и показавший, что фотогр. действие света обусловлено электрич. вектором. Выполнен О. Виноером (O. Wiener) в 1890.

В. о. заключается в следующем. На плоское металлич. зеркало  $MM$  (рис.) направляется по нормали монохроматич. свет длиной волны  $\lambda$ . 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 узлы электрич. вектора ( $E=0$ ) и пучность магн. вектора. Под малым углом  $\phi$  к поверхности зеркала располагается скелдиная пластинка с тонким ( $\sim \lambda/20$ ) светочувствит. слоем эмульсии. Светочувствит. слой пересекается с пучностями векторов стоячей волны по прямым, параллельным поверхности зеркала. После экспонирования и проявления на пластинке возникла система параллельных темных полос ( $O_1, O_2, O_3$ ), соответствующих местам макс. выделений серебра. Расстояние между полосами по поверхности пластинки составляло  $l = \lambda/2 \sin \phi$ . В В. о. угол  $\phi$  имел величину около одной угловой минуты и для отчт. излучения видимого диапазона ( $\lambda = 0,5$  мкм) расстояние между полосами имело величину, близкую к 1 мм и могло быть легко измерено. При этом было установлено, что первая темная полоса располагается не на краю светочувствит. слоя, граничащего с металлич. зеркалом, а отстоит от него на  $\lambda/4$  (или по поверхности пластинки на  $\lambda/4 \sin \phi$ ). Именно на этом расстоянии располагается первая пучность электрической световой волны, т. е. фотографи-



ческое действие световой волны связано с её электр. вектором.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

Лит.: Н. Галуковский.

**ВИНЕРА — ХИНЧИНА ТЕОРЕМА** — утверждение о том, что спектральная плотность  $\tilde{f}(\omega)$  стационарного случайного процесса  $\xi(t)$ , связанная с его корреляц. ф-цией  $\tilde{K}(\tau) = \langle \xi(t+\tau)\xi^*(t) \rangle$  преобразованием Фурье:

$$\tilde{f}(\omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau, \quad (1)$$

неотрицательна,  $\tilde{f}(\omega) \geq 0$  (угловые скобки означают статистич. усреднение, \* — комплексное сопряжение). Спектральной плотностью наз. также спектр мощности  $\omega$  и о с т и случайного процесса. В.—Х. т. выдвинул Н. Винером (N. Wiener) в 1930, в иной формулировке — А. Я. Хинчиным в 1934.

Неотрицательность спектральной плотности  $\tilde{f}(\omega)$  позволяет трактовать эту величину (при  $\omega \neq 0$ ) как меру интенсивности флуктуаций случайного процесса  $\xi(t)$  на частоте  $\omega$ . Такая трактовка становится очевидной, если заметить, что спектральная плотность  $\tilde{f}(\omega)$  связана со случайным спектром

$$\tilde{\xi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi(t) e^{-i\omega t} dt / 2\pi \quad (2)$$

соотношением  $\langle \tilde{\xi}(\omega_1) \tilde{\xi}^*(\omega_2) \rangle = \tilde{K}(\omega_1) \delta(\omega_1 - \omega_2)$ , 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  $|t| \rightarrow \infty$  и спектр (2) в обычном смысле не существует. Чтобы обойти эту трудность, достаточно рассмотреть вместо (2) спектр «образных» реализаций:

$$\tilde{\xi}^T(\omega) = \int_{-T}^T \xi(t) e^{-i\omega t} dt / 2\pi, \quad (3)$$

к-рый при больших  $T$  можно трактовать как нек-рую аппроксимацию (2). Из (1) и (3) следует, что для стационарного процесса

$$\tilde{f}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \pi T^{-1} \langle |\tilde{\xi}^T(\omega)|^2 \rangle,$$

т. е. спектральная плотность пропорциональна ср. квадрату амплитуды случайного спектра  $\tilde{\xi}^T(\omega)$ .

Спектральная плотность  $\tilde{f}(\omega)$  служит одним из осн. показателей при корреляц. анализе случайных ф-ций в статист. радионизике, в теории равновесных тепловых флуктуаций, и физ. кинетике и др. и допускает исп. средств, общепринятые на статистически однородные и стационарные случайные поля, переходя в пространственно-временной спектр случайного поля.

Лит.: Гуров С. Д., Мазур П., Непривозная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; ч. 2 — Рытов С. М., Крайнов 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-ния спец. вида

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_0^{\infty} v(x-y)\varphi(y) dy,$$

наз. ур-нием типа Винера — Хопфа. Разработан Н. Винером и Э. Хопфом (Е. 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 доп. условий.

В.—Х. м. был разработан для задачи о дифракции волн на полуплоскости, нашёл применение в теории волноводов, в задачах о дифракции волн и черенное излучении.

Лит.: Фок В. А., О некоторых интегральных уравнениях математической физики, Матем. сб., 1944, т. 14, № 1—2, с. 3—59; Морс Ф. М., Фешбах Д., 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  $\partial P/\partial t = (a/2) \partial^2 P/\partial x^2$ , 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 П. 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 не дифференцируемы. Производящая 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,  $\langle n(t) n(t') \rangle = \delta(t - t')$ ). В. с. п. — общепринятая модель броуновского движения, описывает флуктуации фазы в автогенераторах и лазерах.

Лит.: Каданц М., Вероятность и смежные вопросы в физике, пер. с англ., М., 1965; Хаманов С. А., Гликоу Ю. Е., Ченг и Ли А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981. Р. А. Миняев.

**ВИНЕРОВСКИЙ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ИНТЕГРАЛ** — интеграл по мере Винера от к.-л. функционала в пространстве  $C_k^{\infty}(0, T)$   $k$ -мерных непрерывных траекторий  $x(t)$ , определённых для значений параметра  $t$  на отрезке  $[0, T]$ , причём  $x(0) = x_0$ . Если  $W_{0, T}^{\infty}$  — мера Винера в  $C_k^{\infty}(0, T)$  (распределение вероятностей *винеровского случайного процесса*, начинающегося в точке  $x_0$ ), то для любого функционала  $F[x(t)]$  В. ф. и. равен  $\int C_k^{\infty}(0, T) F[x(t)] dW_{0, T}^{\infty}$ . Часто такие интегралы определяют по условной мере  $W_{0, T}^{\infty}$ , порождаемой мерой Винера на пространстве траекторий  $x(t)$  в  $C_k^{\infty}(0, T)$ , такнх, что  $x(T) = y_0$ . В. ф. и. введён П. Винером в 1923.

Применения В. ф. и. в матем. физике связаны с известным представлением *Грина функции*  $G(x, y)$  для диффузии уравнения  $\text{div} \Delta u + V(x)u = 0$ , где  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $V(x)$  — потенциал:

$$G(x, y) = \int \exp \left\{ - \int_0^T V[x(t)] dt \right\} dW_{0, T}^{\infty}.$$

Корректность определения В. ф. и. служит матем. обоснованием использования *функциональных интегралов* в квантовой механике.

Лит.: Каданц М., Вероятность и смежные вопросы в физике, пер. с англ., М., 1965; Гликоу Ю. Д., Джеффе А., Математические методы квантовой физики. Подход к использованию функциональных интегралов, пер. с англ., М., 1984. Р. А. Миняев.

**ВИНТОВОЕ ДВИЖЕНИЕ** — движение твёрдого тела, складывающееся из *прямодвижной поступательной движения* с нек-рой скоростью  $v$  и *вращательного движения* с нек-рой угловой скоростью  $\omega$  вокруг оси  $aa_1$ , параллельной направлению поступат. скорости (рис. 1). Тело, совершающее стационарное В. д., т. е. В. д., при котором 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  $p = h/\omega$  — параметр винта. Если вектор  $v$  направлен в сторону, откуда вращение тела видно происходящим против хода

циклонально, то истинного периода переноса не существует. Бесконечно малый угол  $\alpha$ , описывает сплошную спираль сдвинутых точек.

В. п. — операция симметрии первого рода, совмещающая контурно (по не зеркально) равные объекты в 3-мерном пространстве. В. п. могут быть правыми или левыми. Неиско. преобразование первого рода в общем случае есть В. п.

**ВИНЬЕТИРОВАНИЕ** — частичное затемнение 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 изображении ограничение резко. В. зеркальных и асферико-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 фотолаптика или фибра на краях оказывается недоконфолированной. С возможностью В. необходимо считаться в *спектральном анализе*, напр. в случае, когда должна быть обеспечена равномерность по всей высоте освещённости изображения щели спектрографа.

**ВИРИАЛА ТЕОРЕМА** (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  $r_i$  и скорости  $v_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ) не достигают бесконечных значений, среднее по бесконечному промежутку времени от кинетич. энергии  $K(v) = \sum_i m_i v_i^2/2$  равно среднему от вириала сил  $F_i$ , действующих на материальные точки системы:

$$\overline{K(v)} = - \sum_i \overline{r_i F_i/2}. \quad (1)$$

Эта теорема доказана Р. Клаузиусом (R. Clausius) в 1870, причём выражение, стоящее в правой части (1) под знаком среднего, названо им вириалом. Если силы  $F_i$  потенциальны, то теорема (1) приобретает вид:

$$\sum_i \overline{m_i v_i^2} = \sum_i \overline{r_i \partial U / \partial r_i}, \quad (2)$$

где  $U$  — потенциал, соответствующий силе  $F$ .

В форме (2) В. т. справедлива также и для квантовомехан. систем, если только черту сверху понимать как квантовомехан. среднее, а стоящие под ней выражения — как соответствующие этим величинам квантовомехан. операторы.

Если потен. энергия  $U(r)$  является однородной  $n$ -ой ст. порядка,  $U(r) \sim r^n$ , то средние кинетич. и средняя потен. энергии связаны простым соотношением  $\overline{K(v)} = -n \overline{U(r)}/2$ . 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  $K_i$ , приходящееся на к.-л. степень свободы  $l$  ( $l=1, 2, \dots, 3N$ ), 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 *канонической распределения Гиббса*. Статистич. В. т. обычно записывают в виде:

$$\overline{K_i} = 2^{-1} p_l \partial \Pi / \partial p_l = 2^{-1} x_l \partial \Pi / \partial x_l = \theta/2, \quad (3)$$

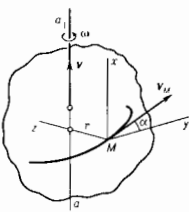


Рис. 1.



Рис. 2.

часовой стрелки, то при векторах  $v$  и  $\omega$ , 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

$$v_M = \sqrt{v^2 + r^2 \omega^2}; \quad w_M = \sqrt{w^2 + r^2 (\varepsilon^2 + \omega^2)},$$

где  $w = dc/dt$ ,  $\varepsilon = d\omega/dt$ .

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  $r$ -ой в любой точке образует с плоскостью  $yz$ , перпендикулярной оси  $aa_1$ , угол  $\alpha = \text{arctg}(h/2\pi r) = \text{arctg} v/\omega r$ .

Любое сложное движение твёрдого тела складывается в общем случае из серии элементарных или мгновенных В. д. Ось мгновенного В. д. наз. м г н о в е н н о й в и н т о в о й о с ью. В отличие от оси стационарного В. д., мгновенная винтовая ось непрерывно изменяет своё положение как по отношению к системе отсчёта, в  $r$ -ой 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  $а к с о н д а$  и  $а м$  и (рис. 2). Геом. картину движения тела можно в общем случае получить касанием с продольным проскальзыванием подвижного аксонда по неподвижному, осуществляя таким путём серию тех последоват. В. д., из  $r$ -ых складывается движение тела.

**Винт. ос. опер. симметрии.** С. М. Тарс.  
**ВИНТОВОЙ ПОВОРОТ** — операция симметрии в 3-мерном пространстве, состоящая из поворота вокруг оси симметрии на угол  $\alpha$  с одноврем. переносом на фиксир. вектор  $l$  вдоль этой оси. Точки, получающиеся при многократном ирредуцировании опер. симметрии в 3-мерном пространстве, образуют бесконечный спираль. Такая система точек совмещается сама с собой при действии операции В. и. и её повторении. Так, при  $\alpha_s = -2\pi/N$  ( $N$  — целое число) система совмещается сама с собой при параллельном переносе на вектор  $l = Nl_s$ . В пространствах  $n$  групп симметрии кристаллов возможны  $N=2, 3, 4, 6$ , т. е.  $\alpha_s = 180^\circ, 120^\circ, 90^\circ, 60^\circ$ . В цилиндрич. (спиральных) группах симметрии, описывающих объекты, периодические в одном направлении (напр., молекулы полимеров), угол  $\alpha_s$  может быть рациональным:  $\alpha_s = 2\pi q/p$  — одна  $p$ -тая часть от  $q$  поворотов, период  $l = p l_s$ . Если  $\alpha_s = 2\pi/M$ , а  $M$  — ирра-



где  $H(p, r)$  — Ф-ция Гамильтона системы,  $p_i$  — соответствующий обобщённый координата  $x_i$  импульс. [Ф-ла (3), в отличие от Ф-лы (2), справедлива в случае, когда нет внеш. магн. поля.] Следствием (3) является теорема о равномерности 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:

$$PV - N\theta - 3^{-1} \sum_i r_i \partial U_{\Sigma} / \partial r_i, \quad (4)$$

где  $U_{\Sigma}$  — энергия взаимодействия частиц системы друг с другом. Это соотношение может служить исходным при получении ур-ния вириального неидеального газа, в частности вириального разложения для него.

Область применения Ф-л (3) и (4) определяется условиями применимости классич. статистич. механики, т. е. условиями статистич. новорожденности системы по отношению к каждому из видов микроскопич. движений (трансляц. движения молекул, их вращения, вращ. колебаний и т. д.).

Лит.: Киршифельдер Дж., Кергисе Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Леонов И. М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1963.

**ВИРИАЛЬНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ** — представление давления неидеального газа в виде ряда по степеням плотности  $N/V = v^{-1}$ :  $P = kTv^{-1} (1 + B_2(T)v^{-1} + B_3(T)v^{-2} + \dots)$ , где  $N$  — число молекул,  $V$  — объём,  $T$  — температура;  $B_2(T)$  в р. раз. также в р. раз. в уравнении состояния и т. д. (см. *Уравнение состояния*). Первый член соответствует давлению идеального газа, коэф.  $B_2(T)$ ,  $B_3(T)$ , ... — вириальные коэффициенты, соответствующие учёту взаимодействия молекул в группах из двух, трёх и т. д. молекул, поэтому В. р. раз. 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 амрич. соображений Х. Каммерлинг-Оннесом (Н. Kamerlingh-Onnes) в 1912. В дальнейшем В. р. получали с помощью *вириала теорем*.

Полное В. р. можно вывести на основе канонич. или большого канонич. распределения Гиббса при помощи группового разложения, полученного Х. Урселлом (Н. 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  $\beta_n$  — невырожденные (не поддающиеся упрощению) групповые интегралы, связанные с вириальными коэф. соотношением  $\beta_n = -\beta_{n-1}(n-1)/n$ . Для них справедливы выражения:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= V^{-1} \int f_{12} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2; & \beta_2 &= (V^2/2) \int \int f_{12} f_{23} f_{31} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3; \\ \beta_3 &= (V^3/6) \int \int \int (3f_{12} f_{23} f_{31} |1 - 6f_{12} f_{23} f_{31} |1/3 + \\ & \quad + f_{12} f_{23} f_{31} |1/3) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4; \\ f_{ij} &= \exp(-U_{ij}/kT) - 1. \end{aligned}$$

Для вычисления  $\beta_n$  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  $\beta_n$  сопоставлены связанные неприводимые диаграммы. Напр.,  $\beta_2$  соответствует сумме вкладов от связанных диаграмм, изображённых на рис., где каждой молекуле сопоставляется кружок (вообще говоря, с номером молекулы), Ф-ция  $f_{ij}$  сопоставляется прямым линиям, проведённым 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  $\beta_n$  можно считать не зависящими от объёма  $V$ .

Виральное разложение имеет место также для псевдоревенных квантовых газов, т. е. при достаточно малой плотности.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3-е изд., М., 1976, гл. 7; Майер Дж., Гейзенберг М., Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Хилл Т. Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960, гл. 5; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 3.

Д. И. Зубарев.

**ВИРУАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ** — то же, что *возможные перемещения*.

**ВИРУАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ** в квантовой теории — переходы физ. микросистемы из одного состояния в другое, связанные с рождением и уничтожением виртуальных частиц.

**ВИРУАЛЬНЫЕ 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 столкновении микрочастиц. Напр., при столкновении электрона с позитроном пара  $e^+e^-$  аннигилирует в адроны через виртуальный  $\gamma$ -квант.

Г. И. Мясников.

**ВИРУАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ** — кванты релятивистских волновых полей, участвующих в вакуумных флуктуациях. С общей квантовой механикой точки зрения, В. ч. можно рассматривать как частицы, возникающие в промежуточных состояниях процессов исхода 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 между теоретической относительности между энергией  $\mathcal{E}$ , импульсом  $p$  и массой  $m$ ,  $\mathcal{E}^2 - c^2 p^2 \neq m^2 c^4$ . Соотношение  $\mathcal{E}^2 - c^2 p^2 = m^2 c^4$  наз. ур-нием массовой поверхности (в пространстве переменных  $\mathcal{E}, p$ ), 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  $p^2 = \mathcal{E}^2 - c^2 p^2$  от  $m^2 c^4$ ) иногда наз. в и р т у а л ь н о с т ь ю.

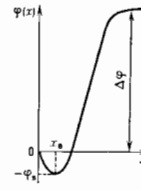
В. ч. ответственны за квантовый механизм взаимодействия частиц — именно они являются переносчиками взаимодействия. Напр., рассеяние заряд. частиц за счёт эл.-магн. взаимодействия между ними по квантовополюсному представлению осуществляется через обмен виртуальными фотонами.

Концепция В. ч. играет важную роль в понимании внутр. структуры частиц, особенно адронов. Низкоэнергетич. картина строения адронов использует понятие «шубы» из В. ч., «облачка» соответствующую «голую» частицу. Напр., распределение эл. заряд. на поверхности протона (низкоэнергетич. эл.энтр. ф-рм-фактор протона) объясняется наличием оболочек виртуальных пионов, каонов и т. д. Во все время структура адронов, проявляющаяся в высокоэнергетич. жестких процессах с большой передаточим импульсом (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 сущест. изменение. Ещё в недалеком прошлом под В. ч. понимали, 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 адронов*, т. е. в определен. смысле В. ч. приобрели статус наблюдаемых.

**ВИРТУАЛЬНЫЙ КАТОД** — потенциальный барьер, к-рый может возникнуть в потоке заряд. 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 относительно-



Распределение потенциала вблизи катода при ограничении тока пространственным зарядом (ос.  $x$  — расстояние от катода, ось  $y$  — потенциала),  $\phi_0$  — величина В. к.;  $\Delta\phi$  — потенциал на аноде.

во величина 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 междоэлектродного промежутка. Соответственно потенциал вблизи катода имеет минимум (рис.), и его миним. значение  $\phi_0$  принимается за потенциал В. к. Расстояние  $x_0$  от катода до В. к. порядка *дебаевского радиуса жарки равнина*. При возникновении В. к. часть электронов, составляющая скорости к-рых  $v_k < \sqrt{2e\phi_0/m}$ , возвращается на катод ( $m$  — м.са,  $e$  — заряд электрона). Если эмиттированные электроны имеют максвелловское распределение по скоростям (напр., для термомиссионного катода), то ток диода при наличии В. к. равен 
$$j = j_0 \exp\left(\frac{-e|\phi_0|}{kT}\right) \quad (j_0 \text{ — ток эмиссии, } T \text{ — темп-ра катода}).$$
 На катоде с неоднородной по поверхности работой выхода при размере неоднородности  $\Delta > x_0$  возможно образование виртуального катода только над пятнами с малой работой выхода (аномальный *Шоттки эффект*).

В. к. может возникать также в вакуумных многоэлектродных приборах при ивбежении ускоренного электронного пучка в пространстве между сеткой и следующим электродом [3, 4]. В. к. появляется и при эмиссии заряд. частиц в плазму в ленгмюровском слое (см. *Приэлектродные явления*) между катодом и плазмой. При большем перепаде напряжения в ленгмюровском слое  $\Delta\phi \gg kT$ ,  $kT_e$  ( $T_e$  — темп-ра электронов плазмы) и отсутствии столкновений в нём возникает биполярные токи [2]. При этом максимально возможный ток с катода  $j = j_1 \sqrt{M/m}$ , где  $j_1 = 0,51n \sqrt{kT_e/m}$  — 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 
$$j = j_0 \exp\left(\frac{-e|\phi_0|}{kT}\right) = j_1 \sqrt{M/m}.$$
 При образовании В. к. в ленгмюровском слое увеличение тока с катода воз-

можно лишь за счёт увеличения концентрации плазмы [5].

Лит.: 1) Капцов Н. А., *Электроника*, 2 изд., М., 1956, гл. 6; 2) Грановский В. Л., *Электронный ток в газах*, Установившийся ток, М., 1971, гл. 1—2; 3) Лобрецов Л. Н., Гомоюнов А. М., В. Эмиссионная электроника, М., 1966, гл. 2, 4) Алексеев И. Ф., *Электронные и ионные приборы*, т. 1, М., 1964, гл. 3; 5) Термомиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, под ред. И. И. Мойсеса, Г. Е. Пилуса, М., 1973, гл. 9.

Ф. Г. Вакани, А. М. Маршусович

**ВИСКОЗИМЕТРИЯ** (от лат. viscosus — клейкий, вязкий и греч. μέτρον — измеряю) — совокупность методов измерения вязкости жидкостей и газов. Приборы, используемые в В. в. наз. в и с к о з и м е т р а м и. Большой диапазон значений динамич. *вязкости  $\eta$*  (от  $\sim 10^{-6}$  для газов до  $\sim 10^{18}$  Па·с для расплавлен. пластмасс и эластомеров) и свойств исследуемых сред обусловил разнообразие методов В. и вискозиметров, позволяющих измерять  $\eta$  при темп-рах от веск. К до св. 1500 К и давлений до 1 ГПа, а также  $\eta$  сжиженных газов и расплавленных металлов, агрессивных, ядовитых или нестабильных сред,  $\eta$  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  $\eta$ . Навб. широко распространена к а н и л я р н а я В., в к-рой измеряется время истечения определенной объема  $Q$  вещества через калиброванный капилляр под действием наст. давления  $p$ ; по Фле Пуазейля  $\eta = \frac{p r^4 l}{8 Q \nu}$  (8/10), где  $r$  — радиус,  $l$  — длина капилляра. Фла Пуазейля 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 р о т а ц и о н н о й В. исследуемое вещество помещают между двумя коаксиальными цилиндрами или сферами или между плоскостью и конусом, ось вращения к-рого нормальна к плоскости, а вершина касается её. Одна из этих поверхностей вращается с частотой  $\Omega$  и через вещество крутящий момент  $M$  передается др. поверхности; в этом случае  $\eta = CM/\Omega$ , где  $C$  — приборная константа, выражающаяся через геом. размеры прибора — р о т а ц и о н н о г о вискозиметра.

В методе надвешенного шарика измеряют скорость  $v$  установившегося движения шарика под действием силы тяжести, причём  $\eta = K(\rho - \rho_0)/v$ , где  $\rho$  — плотность материала шарика,  $\rho_0$  — 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 в параллельных пластинах, между к-рыми помещают исследуемое вещество. В этом случае  $\eta$  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.

В и б р а ц и о н н ы е методы В. основаны на измерении сопротивления периодич. колебаниям твёрдого тела в исследуемой среде либо скорости затухания колебаний выведенного из равновесия твёрдого тела, закрепленного на упругом подвесе и помещённого в исследуемую среду. Способы расчёта  $\eta$  по результатам вибрац. измерений зависят от конкретной форм. схемы прибора.

К наиб. распространённым условным методам В. относится измерение скорости истечения исследуемой жидкости из воронки с калиброванной отверстием, определение крутящего момента при вращении шпинделя с законченным произвольной конфигурации, помещённым в исследуемое вещество, и др.

Наиб. трудности В. связаны с измерением вязкости т. н. аномально вязких продуктов (исевошастичных

сред,  $\eta$  к-рых уменьшается с ростом скорости сдвига, тиксотронных жидкостей,  $\eta$  к-рых зависит от продолжительности деформирования и т. д.). В этих случаях условия измерений  $\eta$  строго нормируются, а вискозиметры позволяют выполнять измерения в широких диапазонах варьирования условий течения. Расчётные методы перехода от результатов измерений  $\eta$  абс. характеристик свойств вещества существенно усложняются, а, отсюда, методы В. становятся малоприменимыми из-за утраты подобия течения эталонного и исследуемого вещества.

Лит.: Малкин А. Я., Чалых А. Е., Диффузия и вязкость висмутора. Методы измерения, М., 1970; Экспериментальный метод определения вязкости, Москва, 1963; А. Я. Малкин, ВИСМУТ (Bismuthum), Bi, — хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 83, ат. масса 208,9804. Имеет один стабильный нуклид  $^{209}\text{Bi}$ ; как члены естеств. радиоакт. рядов в природе встречается короткоживущие  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{211}\text{Bi}$ ,  $^{212}\text{Bi}$ ,  $^{213}\text{Bi}$ ,  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{215}\text{Bi}$ . Конфигурация внеш. электронных оболочек  $6s^2 6p^3$ . Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 7,289; 16,74; 25,57; 45,3; 56,0 эВ. Металлич. радиус 0,182 нм, радиус иона  $\text{Bi}^{3+}$  0,120 нм, иона  $\text{Bi}^{2+}$  0,243 нм. Значение электроотрицательности 1,9.

В свободном виде — серебристый металл с розоватым оттенком, кристаллич. решётка ромбоэдрическая с параметрами  $a = 0,47457$  нм и  $\alpha = 57^\circ 14' 13''$ , плотность 9,80  $\text{кг/дм}^3$ ,  $\rho_{15} = 271,4^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{пл}} = 1552^\circ\text{C}$ , Уд. теплоёмкость 0,129  $\text{кДж/кг}\cdot\text{K}$  ( $20^\circ\text{C}$ ), теплод. теплопроводности 11,38  $\text{кДж/моль}$ , теплод. испарения 179  $\text{кДж/моль}$ , коэф. линейного расширения  $13,37 \cdot 10^{-6}$ , уд. теплопроводность 8,44  $\text{Вт/м}\cdot\text{K}$  ( $20^\circ\text{C}$ ). Уд. сопротивление 1,068  $\text{мкОм}\cdot\text{м}$  ( $0^\circ\text{C}$ ; сильно возрастает в матн. поле). Диамагнитен, магн. восприимчивость  $-1,34 \cdot 10^{-9}$  (самый низкий среди диамагн. металлов). При комнатной темп. ре кристл., т. н. Бриллюэна 94,2 МПа. При плавлении уменьшается в объёме на 3,27%. Сечение захвата тепловых нейтронов  $^{209}\text{Bi}$  мало ( $3,4 \cdot 10^{-3}$  б). Сечение захвата нейтронов  $^{209}\text{Bi}$  мало ( $3,4 \cdot 10^{-3}$  б).

В хим. соединениях проявляет степени окисления  $-3, +2, +3$  (обыч. типичны),  $+5$ . Во влажном воздухе покрывается тонким слоем оксида.

В. используют для изготовления легкоплавящих сплавов (напр., сплав Вуда с  $t_{\text{пл}} = 70^\circ\text{C}$ ). 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.  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  изготовляют термоэлектрогенераторы. В качестве радиоакт. меток используют радионуклиды, распад к-рых приводит по типу электронного захвата и испускания  $\beta^+$ -частиц  $^{210}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 15,2$  сут.),  $^{206}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 6,243$  сут.),  $^{207}\text{Bi}$  ( $T_{1/2} = 33,4$  года).

С. С. Герболюсов.

**ВИХРЕНОЕ ДВИЖЕНИЕ** — движение жидкости или газа, при к-ром мгновенная скорость вращения элементарных объёмов среды не равна всюду тождественно нулю. Количественной мерой завихрённости служит вектор  $\omega = \text{rot } v$ , где  $v$  — скорость жидкости;  $\omega$  наз. в к-ром вихря или просто завихрённостью. Эквивалентной мерой завихрённости, более удобной в теории, построениях, является антисимметрич. часть тензора градиента скорости  $\omega = 1/2(\nabla v - \nabla v^T)$ . В декартовых координатах  $x_1, x_2, x_3$  связь компонент вектора  $\omega$  и тензора  $\omega$  даётся выражениями:

$$\omega_1 = 2\omega_{23}, \quad \omega_2 = 2\omega_{31}, \quad \omega_3 = 2\omega_{12}, \\ \omega_{ij} = 1/2 (\partial v_j / \partial x_i - \partial v_i / \partial x_j).$$

Движение наз. безвихревым или потенциальным, если  $\omega = 0$ , а в противном случае имеет место В. д.

Векторное поле вихря удобно характеризовать векр. геом. образами. В вихревой линии  $l$  наз. линия, касательная к к-рой в каждой точке направлена по вектору вихря; совокупность вихревых линий, проходящих через замкнутую кривую, образует вихревую трубку. Поток вектора вихря через любое

сечение вихревой трубки одинаков; он наз. интенсивностью вихревой трубки и равен циркуляции скорости  $\Gamma$  по произвольному контуру  $C$ , однократно охватывающему вихревую трубку (рис. 1),  $\Gamma = \oint_C v ds$ .

За редкими исключениями движение жидкости или газа почти всегда бывает вихревым. Так, вихревым является ламинарное течение в круглой трубе, когда скорость распреде-

ление расширяется на параболический закон (рис. 2), течение в пограничном слое при ламинарном обтекании тела и в след за плоскооткасаемым телом, вихревой характер носит любое турбулентное течение. В этих условиях выделяется

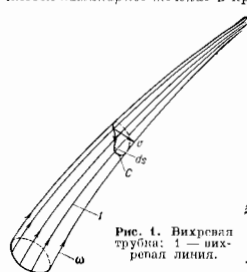
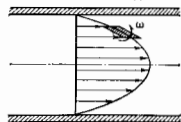


Рис. 2. Вращение элемента жидкости при ламинарном движении в круглой трубе.



класса В. д. оказывается осесимметричным, благодаря тому, что при преобразовании инерц. сил над вихрями (при очень больших Рейнольдса числа  $Re$ ) 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 diam. ок. 25000 км.

Согласно классич. теореме Гельмгольца, в определённом случае движения невязкой жидкости, плотность к-рой постоянна или зависит только от давления (в предположении баротропии), в потоке, силовом поле вихревые линии заморожены 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 замороженными в среду, а их интенсивность сохраняется в процессе движения. Сохраняется также циркуляция скорости по любому контуру, состоящему из одних и тех же частиц жидкости (теорема Кельвина). 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 («ванна»), при образовании водоворотов вблизи нисходящих потоков в реках и определяющий образование циклонов и тайфунов в зонах пониженного атм. давления, в к-рые происходит подтекание (экономмергенция) воздушных масс.

В жидкости, находящейся в состоянии покоя или потенц. движения, вихри возникают либо из-за нарушения баротропии, напр. образование кольцевых вихрей при подбёме нагретых масс воздуха — «стормиков» (рис. 3), либо из-за взаимодействия с твёрдыми телами.

Если обтекание тела происходит при больших  $Re$ , завихрённость порождается в узких зонах прорывания вязких слоев — в пограничном слое, а затем сплывается в осн. поток, где формирует отчетливо видимые вихри, нек-рое время эволюционирующие и сохраняю-



Рис. 3. Образование кольцевого вихря при подбёме термич.

щие свою индивидуальность. Особо эффектно это проявляется в образовании на плохоблабеваемом тедом регулярной вихревой дорочки Кармана (рис. 4). Вихреобразование в следе за плохоблабеваемым телом определяет осн. часть добового сопротивления тела, а образование вихрей у концов крыльев летат. аппаратов вызывает дополнителное, т. е. *индуктивное сопротивление*.

При анализе динамики вихрей и их взаимодействия с внешним безвихревым потоком часто используются модели сосредоточенных вихрей — вихревых нитей, представляющих собой вихревые трубки конечной интенсивности, но бесконечно малого диаметра. Вблизи вихревой нити жидкость движется относительно неё по

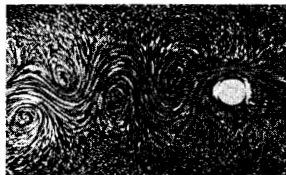


Рис. 4. Фотография вихревой дорочки Кармана за движущимся цилиндром.

окружностям, причём индуцированная скорость обратно пропорциональна расстоянию от нити.  $v = \Gamma/2\pi r$ . Если ось нити иррациональна, это выражение верно для любых расстояний от нити («потенциальный вихрь»). В сечении нормальной плоскости это течение соответствует точечному вихрю. Система точечных вихрей образует консервативную динамику, 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 завихренности. Узкая область завихренности, разделяющая две протяжённые области безвихревого движения, моделируется вихревой пленкой — 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. завихренности, причём роль коэф. диффузии играет кинематич. вязкость жидкости  $\nu$ . При этом эволюция завихренности определяется уравнем

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \nabla) v + \nu \nabla^2 \omega.$$

При больших  $Re$  движение турбулизуется, и «диффузия завихренности» 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 перешённых задач гидродинамики.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидродинамика, 6 изд., ч. 1, М., 1953; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84; Лаврентьев М. А., Шваб Б. В., Проблемы гидродинамики и их математические модели, 2 изд., М., 1977; Бэтчелор Д. Дж., Введение в динамику жидкости, пер. с англ., М., 1973; Вихревые токи — то же, что Фуко токи.

**ВИХРЬ** — то же, что *ротор*. **ВИЦИНАЛЬ** (лат. vicinalis, от vicinus — соседний, близкий, соседний) — нологий пирамидальный холмик или ямка на грани кристалла. В. возникает на грани в точке выхода витовой *дислокации*. Разл. граням кристалла свойственны В. разл. формы, что позволяет определять *симметрию кристалла*.

**ВКБ-МЕТОД** (— способ приближённого решения обыкновенного дифференц. уравн.  $u''(x) + q(x)u(x) = 0$ . К такому виду приводится мн. уравн., описывающие стационарный волновой процесс в среде, свойства  $q(x)$  которой определяются гладкой  $f(x)$  —  $g(x)$ ). Важнейшим примером является одномерное *Шрёдингера уравнение*, для  $k$ -гого ВКБ-м. и предложен в 1926 г. Вентцем (G. Wentzel), X. Крамерсом (H. Kramer) и Л. Бриллюэном (L. Brillouin) (подробнее см. *Классикассическое приближение*). Ранее этот метод встречался в работах Ж. Лиувилля (J. Liouville) и Дж. Грина (G. Green) в 1837 и Рэдея (Дж. У. Стрета) (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. Существует обобщение ВКБ-м. для многомерных задач (напр., *геометрической оптики метод*).

Лит.: Фрёман П., Фрёман П. У., ВКБ-приближение, пер. с англ., М., 1967; Федорук М. В., Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений, М., 1983.

**ВЛАЖНОСТЬ ВОЗДУХА** — 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 у н р у г о с т ь (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.); 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]; а абсолютная влажность  $a$  — кол-во водяного пара в г л  $1 \text{ м}^3$  воздуха. При  $e$ , выраженной в гПа,  $a = 247 e / T$  ( $T$  — 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 такие темп.-рой точки росы ( $\tau$ ) — темп.-рой, при к-рой воздух, если его изобарически охладит, становится насыщенным водяным паром.

В атмосфере ср. содержится  $1,24 \cdot 10^{16}$  кг водяного пара, т. е. сконденсированнись, он мог бы образовать «слой осадочной 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 вышле до высоты 30 км в ср.  $q \approx 2,6 \cdot 10^{-6}$  г/г, а  $f$  обычно не превышает неск. процентов. Лишь изредка В. в. в стратосфере может быть гораздо больше. Так, на высотах 17—32 км иногда образуются перламутровые (стратосферные) облака, что свидетельствует о наличии насыщающей В. в.

Вода в атмосфере при  $t \geq 0^\circ\text{C}$  может быть в газообразной и жидкой фазах, а при отрицат. темп-рах — и газообразной, жидкой (переохлажденной ильот до  $-35$ — $-40^\circ\text{C}$ ), и твердой (лёд). Важной особенностью водяного пара является то, что его насыщающая упругость над переохлажденной водой ( $E_p$ ) больше, чем над льдом ( $E_A$ ) (табл.). Значение  $\Delta E = E_p - E_A$  максимально при  $t = -12^\circ\text{C}$  ( $\Delta E = 0,269$  гПа). То, что  $E_A < E_p$ , играет большую роль в эволюции переохлажденных 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.

$t, ^\circ\text{C}$	$E, \text{гПа}$	$a, \text{г/м}^3$	$m, \text{г/лг}$
-30	0,509	0,453	0,318
	0,380	0,338	0,236
-20	1,254	1,073	0,784
	1,031	0,883	0,642
-10	2,852	2,357	1,793
	2,597	2,138	1,620
0	6,107	4,814	3,838
	6,106	4,844	3,838
10	12,271	9,990	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.: Синоптические таблицы, 2 изд., Л., 1981; Мендухарские метеорологические таблицы, 1—11 серии, Обнинск, 1975; М а т и с е в Л. Т., Курс общей метеорологии. Физика атмосферы, 2 изд., Л., 1984; М а з а и И. П., Ш м е т е р С. М., Облака, строение и физика образования, Л., 1983; Х р г и а н А. X., Физика атмосферы, М., 1986. С. М. Шметер.

**ВЛАСОВА УРАВНЕНИЯ** — система самосогласованных ур-ний для одночастичных ф-ций распределения электронов и ионов полностью ионизованной плазмы и ур-ний Максвелла для ср. напряженности электрич. и магн. полей. Широко используется для описания процессов в разреженной плазме, когда характерные времена  $T$  и пространственный  $L$  масштабы плазмы много меньше времени  $T_{ред}$  и длины  $l_{ред}$  релаксации, к-рые определяются плотностью зарядк. частиц и их столкновениями (корреляциями флуктуаций). В. у. соответствуют уравн.о приближ. к по параметрам  $T/T_{ред}$  и  $L/l_{ред}$ . Это означает, что диссипативные процессы, обусловленные корреляциями (столкновениями) зарядк. частиц, не рассматриваются, плазма бесстолкновительная.

В. у. обратимы; зптрония замкнутой системы в приближении В. у. постоянна. В силу условия  $L \ll l_{ред}$  В. у. используются для описания процессов лишь в границ. системах. Реальные диссипативные граничные условия могут быть учтены введением эффективных интегралов столкновений с характерными параметрами  $T_{эфф. ред}$  и  $l_{эфф. ред}$ . В. у. применяются и для описания турбулентных свойств плазмы, когда возникает рассеяние частиц на волнах. Подробнее см. *Кинетические уравнения для плазмы*. Ю. Л. Наимантович.

**ВМОРОЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ** — один из эффектов, характерных для жидких и газообразных сред, обладающих высокой (в идеале — бесконечной) проводимостью  $\sigma$  и движущихся поперек магн. поля  $H$  (напр., для жидких металлов и плазмы). В этих условиях магн. силовые линии и частицы среды жестко 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 идеальн. 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, бесконечн. проводящая среда не должна пересекать силовые линии магн. поля; иначе говоря, магн. поток  $\Phi = \int H dS$  через поверхность  $S$ , огибающуюся на произвольный контур, движущийся вместе со средой, остается постоянным ( $dS$  — векторный элемент поверхности, направленный по нормали к ней). Сохранение магн. потока через поверхность  $S$  приводит к тому, что движущиеся поперек магн. поля частицы среды «отпнут» 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  $R = LV/v_\nu$ , где  $L$  и  $V$  — характерный масштаб и характерная скорость течения среды,  $v_\nu = c^2/4\pi\sigma$  — 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  $\sigma$ ).

В. м. п. во мн. случаях позволяет, не прибегая к громоздким расчтам, с помощью простых представлений получить качествен. картину течений среды и деформации магн. поля. См. также *Магнитная гидродинамика*.

**ВНЕАТМОСФЕРНАЯ АСТРОНОМИЯ** — 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.-зад. излучения в этих диапазонах непрозрачна; УФ- и рентг. излучения поглощаются в зависимости от длины волны на высотах 150—80 км, а фотоны жесткого рентгеновского излучения и гамма-излучения с энергией  $\geq 10$ —20 кэВ достигают высот  $\approx 40$  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 внемат. 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 нередко и больших), были сделаны первые открытия: обнаружены дискретные источники рентг. излучения (неск. десятков), исследованы УФ-спектры ярких звезд разных спектральных классов, обнаружен УФ-фон неба и спектральной линии водорода  $L_\alpha$ .

В принципе, вынос телескопа за пределы земной атмосферы позволяет достичь предельного для данного телескопа углового (пространственного) разрешения  $\rho$ , обусловленного лишь дифракцией излучения на входном отверстии телескопа ( $\rho = 206265 \lambda/D$  угл. секунд, где  $\lambda$  — длина волны,  $D$  — апертура телескопа; см. *Разрешающая способность оптических приборов*). Разрешение наземных телескопов, ограниченное «дрожанием» атмосферы, редко бывает меньше  $1''$ , что соответствует значению  $\rho$  телескопа всего лишь с  $D \sim 10$  см