

туаций электропроводности вблизи точки перехода, а также электрон-электронное взаимодействие.

В твёрдых растворах неупорядоченность играет относительно малую роль, т. к. обычно потенциалы замещающих атомов не сильно отличаются от потенциалов замещаемых атомов. Поэтому в первом приближении можно считать твёрдый раствор идеальным кристаллом, параметры  $m$ -рого являются промежуточными между параметрами смешиваемых компонентов (приближение виртуального кристалла). Однако в ряде свойств проявляются пространств. флуктуации состава раствора. Они вызывают, напр., рассеяние носителей заряда, уширение экситонных линий. Наблюдается также названная флуктуациями состава локализация экситонов в твёрдых растворах.

В твёрдых растворах и сплавах, содержащих магн. атомы, возникает неупорядоченность в расположении их спинов. Энергия спин-спиновой взаимодействия сильно зависит от расстояния и может менять знак при небольших вариациях межатомного расстояния. Системы, обладающие таким свойством, наз. *спиновыми стеклами*. Расположение спинов в осн. состоянии спиновых стёкол является неупорядоченным, но вполне определённым для заданного расположения атомов. Наб. важное экспериментально наблюдаемое проявление спиновой неупорядоченности такого типа — долговремен. магн. релаксация, состоящая в том, что при низких темп-рах  $T$  намагниченность системы определяется не только внеш. магн. полем и  $T$ , но и предострой образца.

Лит.: Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1978; Ли Ян-ли и М. Грассманн С. А., Пастур Л. А., Введение в теорию неупорядоченных систем, М., 1982; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Замят Д. И., Молдав беспорядоч. пер. с англ., М., 1982. А. П. Зверев.

**НЕУПРУГОЕ ПРОЦЕССЫ** (неупругое рассеяние) — столкновение частиц, сопровождающееся изменением их внутр. состояния, превращением в др. частицы или дополнит. рождением новых частиц. Н. п. являются, напр., возбуждение или ионизация атомов при их столкновении, ядерные реакции, превращения элементарных частиц при соударении или множеств. рождение частиц. Для каждого типа (канала) Н. п. существует своя наименьшая (пороговая) энергия столкновения, начиная с к-рой возможно протекание данного процесса. Полная вероятность рассеяния при столкновении частиц (характеризуемая полным эфф. сечением рассеяния) складывается из вероятностей упругого рассеяния и Н. п.; при этом между упругими и неупругими процессами существует связь, определяемая *оптической теоремой*.

С. С. Герштейн.

**НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ** — метод исследования атомной динамики вещества (преим. в твёрдых телах и жидкостях). Изменение энергии нейтрона  $\Delta\epsilon$  при неупругом рассеянии и зависимость  $\Delta\epsilon$  от переданного импульса несёт информацию о спектре возбуждений вещества. Н. р. н. на ядрах (см. *Нейтроннография*) применяется для изучения элементарных возбуждений (*квазичастиц*), связанных с трансляц., колебл. и вращат. степенями свободы атомов и молекул. Магн. Н. р. н. позволяет исследовать возбуждения, возникающие при изменении спиновых и (или) орбитальных состояний электронов. Когерентная составляющая Н. р. н. даёт информацию о коллективных возбуждениях частиц (фононах, магнонах и т. д.), а некогерентная — о возбуждениях индивидуальных частиц (спинрассеянии, колебаниях, диффузии и т. д.).

Теоретическое описание. Рассеяние нейтронов веществе принято описывать сечением рассеяния  $\sigma$ , отнесённым к элементу телесного угла  $d\Omega$  и интервалу рассеянных энергий нейтронов  $d\epsilon$ . Рассеяние нейтронов представляется в виде суммы когерентной и некогерентной составляющих, первая из к-рых имеет интерференц. природу, а вторая определяется суммой сечений рассеяний от отд. частиц.

Дифференц. сечение когерентного рассеяния на одну частицу для системы из частиц одного сорта может быть представлено в виде

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon}\right)_K = \frac{\rho_0}{V} b_K S(\mathbf{Q}, \omega), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  и  $V$  — импульсы падающего и рассеянного нейтронов с энергиями  $\epsilon_0 = p_0^2/2m$  и  $\epsilon = p^2/2m$  ( $m$  — масса нейтрона);  $\hbar\omega = \epsilon - \epsilon_0$  и  $\hbar\mathbf{Q} = \mathbf{p}_0 - \mathbf{p}$  — изменение энергии и импульса нейтрона при рассеянии;  $b_K$  — когерентная амплитуда рассеяния (значения  $b_K$  табулированы). Когерентная ф-ция рассеяния  $S(\mathbf{Q}, \omega)$  определяется только свойствами системы:

$$S(\mathbf{Q}, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} G(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

Здесь  $G(\mathbf{r}, t)$  — парная *корреляционная функция*, описывающая пространственно-временную корреляцию в расположении частиц системы:

$$G(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, t = 0) \rho(\mathbf{r}', t) \rangle, \quad (3)$$

где  $\rho(\mathbf{r}, t)$  — плотность частиц в точке  $\mathbf{r}$  пространства в момент времени  $t$ , а среднее (...) вычисляется по равновесному состоянию системы частиц. Усреднённое по времени значение парной коррел. ф-ции

$$G_{\infty}(\mathbf{r}) = G(\mathbf{r}, t \rightarrow \infty) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}') \rangle$$

определяет в (2) упругое рассеяние, происходящее без изменения энергии нейтронов,  $S_{\text{уп}}(\mathbf{Q}, \omega) \sim \delta(\hbar\omega)$ . Неупругое рассеяние в (2) определяется разностью  $G'(\mathbf{r}, t) = G(\mathbf{r}, t) - G_{\infty}(\mathbf{r})$ , зависящей лишь от флуктуаций плотности частиц,  $\delta\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) - \langle \rho(\mathbf{r}) \rangle$ . Т. о., когерентное Н. р. н. определяется динамикой флуктуаций плотности частиц вещества и поэтому связано с коллективными возбуждениями системы.

Дифференц. сечение некогерентного рассеяния описывается ф-лой

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon}\right)_{\text{НК}} = \frac{\rho_0 \sigma_{\text{НК}}}{V} \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} G_s(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где  $\sigma_{\text{НК}}$  — сечение некогерентного рассеяния для частиц данного сорта ( $\sigma_{\text{НК}}$  табулированы). Автокоррел. ф-ция

$$G_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{N} \sum_i \langle \delta\mathbf{R}_i(t) - \mathbf{R}_i(0) - t \mathbf{v}_i \rangle, \quad (5)$$

где  $\mathbf{R}_i(t)$  — координата  $i$ -й частицы в момент времени  $t$ . Ф-ция  $G_s(\mathbf{r}, t)$  описывает временную корреляцию в положении одной и той же частицы и поэтому несёт информацию о динамике (колебаниях, диффузии и т. д.) отд. частиц.

Н. р. н. в кристаллах. Наб. успешно метод Н. р. н. используется при исследовании *колебаний кристаллической решётки*. Он позволяет определить фоновые дисперсионные кривые и плотность фононных состояний. Кристаллы обладают трансляц. симметрией, и поэтому малые колебания атомов в них характеризуются определёнными значениями волнового вектора  $\mathbf{q}$ , характеризующего пространство, когерентность смещений атомов решётки. В результате этого зависимость сечения когерентного (однофонового) рассеяния нейтронов от их энергии содержит резко выраженные пики, положение к-рых определяется законами сохранения энергии  $\hbar\omega = \hbar\omega_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})$  и импульса  $\hbar\mathbf{Q} = \hbar(\mathbf{q} + \mathbf{H})$ , где  $\omega_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})$  — частота колебаний ветви  $\lambda$  с волновым вектором  $\mathbf{q}$ , введённым к первой зоне Бриллюэна с помощью выбора вектора *обратной решётки*  $\mathbf{H}$ .

Для моноатомной решётки ф-ция однофонового когерентного рассеяния

$$S(\mathbf{Q}, \omega) = [1 + n(\omega)] \sum_{\mathbf{q}} |G_{\mathbf{q}}|^2 \frac{2\omega_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})}{(\omega^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2)^2 + [2\omega\Gamma_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})]^2}. \quad (6)$$

Здесь  $n(\omega) = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$ ; т. п. структурная амплитуда  $G_\lambda(q, Q) = |Qe_\lambda(q)/\sqrt{M}|\exp(-W)$  определяет зависимость интенсивности рассеяния от величины передаваемого импульса  $Q$  и его ориентации относительно вектора поляризации  $e_\lambda(q)$  исследуемого фазона ( $M$  — массы атомов,  $W(Q)$  — тепловой Дебая — Уоллера фактор). Спектральная интенсивность когерентного Н. р. и. определяется вторым сомножителем в (6), где  $\Gamma_\lambda(q)$  — затухание (величина, обратная времени жизни) фазона. Для слабозатухающих фазонов [ $\Gamma_\lambda(q) \ll \omega_\lambda(q)$ ] интенсивность рассеяния имеет два острых максимума при  $\omega = \pm \omega_\lambda(q)$  с полушириной пиков  $2\Gamma_\lambda(q)$ . Температурная зависимость Н. р. и. с возбуждением фазона в кристалле ( $\omega = \omega_\lambda(q) > 0$ ) или поглощением его ( $\omega = -\omega_\lambda(q) < 0$ ) определяется множителями  $1 + n(\omega_\lambda(q))$  или  $n(\omega_\lambda(q))$ .

В экспериментах обычно измеряется зависимость сечения рассеяния от  $q$  при разл. значениях вектора  $Q$ . По положению её максимумов и но их ширине с помощью обратного преобразования Фурье находится зависимость частоты фазонов  $\omega_\lambda$  и их затухания  $\Gamma_\lambda$  от волнового вектора  $q$  для каждой ветви  $\lambda$  колебаний (рис. 1).

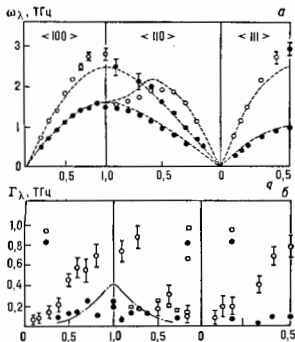


Рис. 1. а — фоновые дисперсионные кривые  $\omega_\lambda(q)$ ; б — затухание  $\Gamma_\lambda(q)$  для продольных (○) и поперечных (●) акустических фазонов в гидратированной кубической решётке «Не» при  $T = 16$  К (молярный объём 11,72 см<sup>3</sup>); пунктир — теоретические кривые.

Н. р. и. даёт информацию о структурных фазовых переходах 2-го рода в кристаллах, и т. ч. сегнетоэлектрических. В частности, удаётся исследовать поведение т. п. критической «мягкой» моды колебаний, частота к-рой  $\omega_c \rightarrow 0$  при  $T \rightarrow T_c$  ( $T_c$  — темп-ра фазового перехода), а вектор поляризации описывается статистик. волну смещений атомов с волновым вектором  $q_c$  «замораживающую» при  $T < T_c$ . Сечение рассеяния в этом случае обычно имеет один квазиузкий пик при  $\omega \approx 0$  и  $q = q_c$ , полная интенсивность к-рой растёт как  $1/\omega_c^2 \sim (T - T_c)^{-1}$ , а ширина  $\Gamma_c \sim \omega_c^2$  уменьшается как  $(T - T_c)^2$ , где  $\gamma \geq 1$  наз. критич. индексом (см. *Критические явления*). Н. р. и. при  $T \rightarrow T_c$  отражает появление в кристалле упорядоченных областей новой фазы, время жизни к-рых  $\tau_c = 1/\Gamma_c$ , и размеры неограниченно возрастают при  $T \rightarrow T_c$ .

Некогерентное Н. р. и. происходит на отд. атомах независимо и поэтому волновой вектор  $Q$  не фиксируется. В результате этого сечение некогерентного рассеяния определяется лишь знаком сохранения энергии  $\omega = \pm \omega_\lambda$ . Поэтому оно имеет вид плавной ф-ции частоты  $\omega$ , характеризующей плотность фоновых состояний  $g(\omega)$ . Для моноатомной решётки сечение некогерентного Н. р. и. может быть представлено в виде:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\mathcal{E}} = \frac{p}{2v} \frac{\sigma_{\text{эл}}}{4\pi} [1 + n(\omega)] e^{-2W(Q)} \frac{\hbar Q^2}{2M\omega} \varphi(\mathbf{x}, |\omega|), \quad (7)$$

$$\varphi(\mathbf{x}, |\omega|) = (1/N) \sum_{q, \lambda} |x e_\lambda(q)|^2 \delta(\omega - \omega_\lambda(q)).$$

Для кубич. решётки  $|x e_\lambda(q)|^2 = 1/3$  и ф-ция  $\varphi(\mathbf{x}, \omega) = (1/3N) \sum_{q, \lambda} \delta(\omega - \omega_\lambda)$  определяет плотность фоновых состояний.

Некогерентное Н. р. и. часто используется для исследования динамики решётки водородсодержащих кристаллов, т. ч. в этом случае осн. вклад в сечение рассеяния дают фазоны ( $\sigma_{\text{эл}}$  велико,  $M$  протона мала). Напр., в зависимости плотности фоновых состояний  $\varphi$  от энергии фазонов  $\hbar\omega$  для поликристаллич.  $\text{C}_6\text{H}_5\text{SO}_4$  пикн а, б, в обусловлены рассеянием на протонах (рис. 2). При  $T = 444$  К этот кристалл испытывает структурный фазовый переход в состояние с высокой ионной проводимостью (см. *Ионные сверхпроводники*), к-рый сопровождается разупорядочением протонов в решётке. Рис. 2 показывает, что это приводит к изменению спектра фоновых частот.

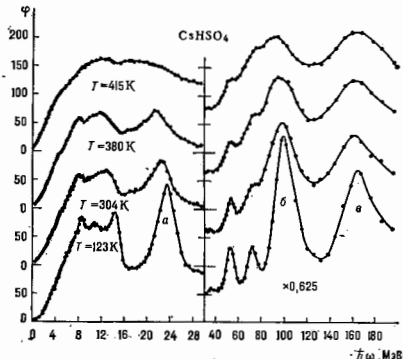


Рис. 2. Взвешанная плотность фоновых состояний  $\varphi$  в зависимости от энергии фазонов при различных температурах.

С помощью некогерентного рассеяния изучаются также молекулярные вращения, диффузия протонов в металлах и т. д. Применение т. п. метода изотопич. контраста, состоящего в замене протона на дейтрон, позволяет исследовать динамику отд. частей сложных молекул и получать информацию о характере хим. связи в молекулах.

Н. р. и. в жидкостях. В отличие от фазонов в кристаллах, коллективные возбуждения в жидкости (флуктуации плотности) ввиду отсутствия дальнего порядка и диффузия частиц быстро затухают (см. *Дальний и ближний порядок*). Поэтому  $S(Q, \omega)$  в жидкости не имеет ярко выраженных пиков при  $\omega = \pm \omega(Q)$ . Обычно проводят теоретич. расчёт ф-ции  $S(Q, \omega)$  для определённой модели коллективных возбуждений и, сопоставляя её с экспериментально измеренной, находят параметры модели.

Наиб. научены коллективные возбуждения в моноатомных жидкостях, как квантовых ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ), так и классических ( $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Rb}$ ,  $\text{Na}$ ). Напр., в сверхтекучем  $^4\text{He}$  благодаря наличию дальнего порядка удалось наблюдать коллективные возбуждения в области импульсов  $Q \lesssim 2,5 \text{ \AA}^{-1}$  (рис. 3; см. *Сверхтекучесть*).

Некогерентное Н. р. и. в жидкости позволяет изучать характер диффузии частиц и их колебат. спектр.

Для анализа диффузии частиц в классич. жидкостях обычно используется гауссовое приближение для автокорреляц. ф-ции  $G_s(r, t)$ :

$$G_s(r, t) = [2\pi\Gamma(t)]^{-3/2} \exp(-r^2/2\Gamma(t)).$$

В этом приближении динамика частицы полностью описывается т. н. шириной ф-цией  $\Gamma(t)$ , имеющей смысл

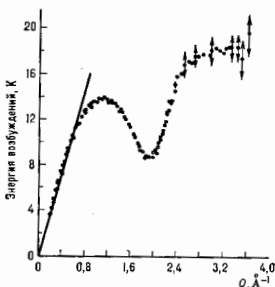


Рис. 3. Зависимость энергии коллективных возмущений  $\Gamma_0$  от волнового вектора  $Q$  в сверхтекучем гелии при  $T = 1$  К.

связывается т. н. шириной ф-цией  $\Gamma(t)$ , имеющей смысл среднего квадратического смещения частицы за время  $t$ :

$$\Gamma(t) = \frac{1}{3} \int_0^t dt' r^2 G_s(r, t').$$

Исследования с помощью Н. р. в. показывают сложный характер зависимости  $\Gamma(t)$ . В течение малых времён частицы движутся как в идеальном газе:  $\Gamma(t \rightarrow 0) \approx \approx \frac{1}{3} kT/M$ , а на протяжении больших времён выполняется классич. закон диффузии:  $\Gamma(t \rightarrow \infty) \approx 2Dt$ , где  $D$  — коэф. диффузии.

Некогерентное Н. р. в. используется также для изучения колебл. и вращат. спектров молекул в жидкостях и плотных газах (напр., в  $H_2O$ ).

**Магнитное неупругое рассеяние.** Магн. рассеяние нейтронов обусловлено взаимодействием магн. момента нейтрона с магн. моментами электронных оболочек атомов, молекул, электронов проводимости в металлах и

рассеяние вблизи магн. фазовых переходов. Одноматричное рассеяние, как и однофононное, позволяет определить частоту  $\omega(Q)$  и затухание  $\Gamma(Q)$  магнона, величины магн. моментов магн. подрешеток. Рассеяние при температуре  $T \rightarrow T_c$  (критич. темп-ра) даёт возможность исследовать поведение критич. моды флуктуаций спиновой плотности, «замораживание»  $Q$ -рой определяет тип магн. дальнего порядка при  $T < T_c$  (см. *Спиновой плотности волны*).

Взаимодействие спинов с фононами может привести к появлению смешанных магно-фононных возбуждений и интерференции ядерного и магн. рассеяния. Исследование Н. р. в. в области гибридаизации магнона и фонона позволяет по величине расщепления оценить параметры спино-решеточного взаимодействия (рис. 4).

Лит.: Стреланич И. И., Гаврасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Woods A. D. V., Cowley R. A., Structure and excitation of liquid helium, «Repts Progr. Phys.», 1973, v. 36, p. 1135; Динамические свойства твёрдых тел и жидкостей. Исследование методом рассеяния нейтронов, пер. с англ., М., 1980; Иволов Ю. А., Чернопольский Н. А., Нейтронная спектроскопия, М., 1983; Алексеев В. Л., Плянида Н. М., Стаженкович С., Рассеяние нейтронов светоспектроскопией, М., 1984; Уиндзор К., Рассеяние нейтронов от импульсных источников, пер. с англ., М., 1985.

**НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ** — самопроизвольное нарастание отклонений от невозмущённого квазистационарного состояния плазмы (состояния равновесия, стационарного течения и т. п.), связанное либо с пространств. неоднородностью плазмы, либо с неравновесным распределением по скоростям. С энергетич. точки зрения для возникновения Н. п. необходим нек-рый избыток свободной энергии (над термодинамическим равновесием) в невозмущённом состоянии плазмы.

В зависимости от того, в какой форме энергии (магн., механич., тепловой) образуется избыток свободной энергии и в каком виде и каким способом этот избыток высвобождается, различают разное вида Н. п.: пучковые, токовые, дрейфовые, магнитогибридные, кинетич., параметрич., дисперсионные, разрывные и др. Так, напр., если в разреженных плазмах невозмущённое состояние ионов и электронов описывается в виде суммы Максвелла распределения и дополнит. пучка ионов или электронов, движущегося со скоростью, превышающей нек-рое критич. значение (рис. 2), то в плазме возникает т. н. пучковые неустойчивости, к-рые приводят к самопроизвольному нарастанию плазменных волн с фазовыми скоростями, несколько меньшими скорости пучка. В бесстолкновит. плазме без магн. поля возбуждение ленгмюровских волн пучком электронов обусловлено взаимодействием с волной резонансных электронов пучка, скорости к-рых совпадают со скоростью распространения волны. Если волна распространяется с фазовой скоростью, меньшей скорости пучка, то число электронов, слегка обгоняющих волну и поэтому отдающих ей энергию, больше числа электронов, слегка отстающих от волны и отнимающих от неё энергию. В результате амплитуда волны нарастает. Резонансное взаимодействие частиц с волнами описывается кинетич. уравнениями, и поэтому Н. п. такого рода на к. в. не т. д. ч. к. м. и.

Будет ли волна затухать или нарастать при таком взаимодействии, зависит от знака производной ф-ции распределения резонансных частиц по скоростям  $\partial f/\partial v$ . При  $\partial f/\partial v < 0$  она затухает (Ландау затухание), а при  $\partial f/\partial v > 0$  — нарастает. Аналогично развиваются неустойчивости плазмы с током, когда невозмущённое состояние ионов и электронов описывается в виде суммы распределений Максвелла, сдвинутых друг относительно друга по оси скоростей на величину токовой скорости электронов. В результате кинетич. токовой неустойчивости возбуждаются ионно-звуковые волны в неадиабатич. плазме ( $T_e \gg T_i$ ), когда токовая скорость электронов превышает скорость ионного звука. Осн. следствие токовой Н. п. — быстрая передача импульса электро-

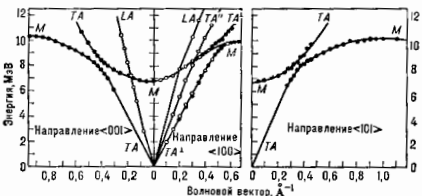


Рис. 4. Фононные и магнитная дисперсионные кривые в антиферромагнетике  $Fe_2$  при  $T = 4,2$  К. ТА — поперечный, LA — продольные акустические фононы, M — магноны.

т. д. (см. *Магнитная нейтронная спектроскопия*). Неупругое магн. рассеяние связано с рассеянием нейтронов на флуктуациях спиновой плотности, т. е. с коллективными возбуждениями спиновой системы. Это — *спиновые волны* (магноны) в магнитоупорядоченных средах, флуктуации намагниченности вблизи магн. фазовых переходов, возбуждения индивидуальных спинов (парамагн. рассеяние) или полных моментов  $J$ -электронов при переходах между уровнями, обусловленными взаимодействием с внутрискристаллич. электрич. полем.

Наиб. полно изучены одномоментное рассеяние при низких темп-рах в ферро- и антиферромагнетиках и

нов колебаниям плазмы и непосредственно понам, т. е. возникновению *эмоционального сопротивления* плазмы.

Анизотропия  $f$ -ной распределения частиц плазмы в пространстве скоростей является также причиной анизотропных Н. п. Такая анизотропия возникает в плазме, помещённой в магн. поле, в  $k$ -ром характер движения частиц в направленных вдоль и поперёк магн. силовых линий совершенно различен (см. *Плазма*). В частоту, давление плазмы вдоль и поперёк магн. поля могут сильно различаться. Если давление плазмы вдоль магн. силовых линий существенно превышает как давление магн. поля, так и давление поперёк магн. силовых линий, то плазма окажется неустойчивой по отношению к самопроизвольному нарастанию первоначально малого нагиба магн. силовых линий под действием центростремительной силы, возникающей при тепловом движении частиц вдоль искривлённых силовых линий. Эта Н. п. наз. *пл а з м а* в о в о й по аналогии с известными взаимодействиями колебаниями плазны с большим напором воды. Поскольку развитие плазмовой Н. п. не связано с наличием групп резонансных частиц, то она существует и в столкновит. плазме, описываемой ур-ниями *магнитной гидродинамики*, и поэтому относится к широкому классу МГД Н. п.

Если анизотропия давления плазмы невелика или  $f$ -ный распределения частиц по продольным (по отношению к магн. полю) и поперечным скоростям различаются мало, то изгибные (альвеновские) волны в плазме возбуждаются вследствие взаимодействия группы резонансных частиц с волной и Н. п. является кинетической (см. *Взаимодействие частиц с волнами*). Развитие неустойчивости в этом случае происходит за счёт перевода части энергии движения частиц вдоль магн. поля в энергию циклотронного движения вследствие циклотронного резонанса частиц с волной с учётом доплеровского сдвига частоты. В этом смысле такие Н. п. наз. *циклотронными*.

Равновесные МГД-конфигурации могут обладать избытком свободной энергии в виде энергии магн. поля и энергии теплового расширения плазмы. Это т. н. *конфигурационный* избыток свободной энергии. Высвобождение избытка энергии магн. поля при перестройке конфигурации является источником набб. быстро развивающейся неустойчивости МГД Н. п. Примером может служить токовая неустойчивость плазменного шнура, сжатого магн. полем протекающего по нему тока (наблюдается при *пучк-эффекте*). Набб. радиальным методом стабилизации конфигураций подобного типа является наложение достаточно сильного продольного магн. поля:  $H_z > H_{\phi} \lambda / 2\pi r$ , где  $H_{\phi}$  — магн. поле соств. тока;  $r$  — радиус плазменного шнура,  $\lambda$  — продольная длина волны возмущения. Высвобождение конфигурац. избытка энергии при тепловом расширении плазмы связано с *желобковой неустойчивостью*,  $k$ -рая представляет собой возмущения в виде вытянутых вдоль силовых линий магн. поля языков, расширяющихся поперёк силовых линий в сторону ослабевающего магн. поля. Возмущения подобного типа приобретают характер перестановки целых элементарных силовых трубок магн. поля, заключённых плазмой. Желобковая Н. п. является МГД-аналогом *конвективной неустойчивости* в обычной гидродинамике.

Поскольку плазма, как сплошная среда, представляет собой систему с бесконечным числом степеней свободы, полней теоретич. анализ её устойчивости по отношению к разного вида возмущениям практически неосуществим. Общепринятый подход к физике устойчивости плазмы состоит в последоват. рассмотрении разл. Н. п., начиная с самых простых моделей — гидродинамических, с постепенным усложнением (вводя в рассмотрение эффекты конечной диссипации, многокомпонентность плазмы, кинетич. эффекты и т. п.).

Набб. исследованы Н. п. относительно малых возмущений, описываемые в теории плазмы линейными ур-ниями. В задачах о Н. п. равновесных МГД-конфигу-

раций линейные дифференциальные ур-ния теории устойчивости идеально проводящей плазмы можно привести к одному ур-нию движения,

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\xi \mathcal{L}, \quad (1)$$

в  $k$ -ром  $\mathcal{L}$  — нек-рый линейный самосогранный дифференц. оператор, действующий на  $\xi$  (смещение плазмы от равновесия) как  $f$ -ию координат. Ур-ние (1) аналогично ур-нию, описывающему колебания произвольной неоднородной упругой среды, где  $\mathcal{L}$  играет роль соответствующего обобщённого коэф. упругости. По аналогии с механикой упругих сред, вводится потенциальная энергия малых колебаний

$$\delta W = \frac{1}{2} \int \xi \mathcal{L} \xi dv. \quad (2)$$

Если при всех смещениях  $\xi(r)$  энергия системы увеличивается ( $\delta W > 0$ ), то система находится в устойчивом состоянии с наименьшей потенциальной энергией и все отклонения от положений равновесия не могут нарастать во времени. Если  $\delta W$  может принимать отрицательные значения, т. е. при нек-ром смещении система может перейти в состояние с меньшей потенциальной энергией, то рассматриваемая система неустойчива. Границу между устойчивыми и неустойчивыми состояниями образуют такие состояния, в  $k$ -рых исчезает упругость по отношению к одному определённом типу смещений. Для нахождения границы устойчивости обычно исследуют, при каких условиях появляются состояния, близкие к равновесному, с помощью ур-ния  $\mathcal{L} \xi = 0$ , т. е. соответствующие нулевым соств. частотам (т. н. безразличное равновесие). В линейной теории Н. п. стационарных состояний нарастание флуктуаций во времени носит экспоненциальный характер  $\sim \exp(\gamma t)$ . Здесь  $\gamma$  — *инкремент* неустойчивости — величина, характеризующая степень неустойчивости системы, быстроту возбуждения в ней колебаний. Порядок величин инкремента самых быстрых МГД-неустойчивостей  $\sim v/\tau$ , где  $v$  — характерный пространств. размер конфигурации,  $v$  — характерная скорость (альвеновская, либо скорость звука, в зависимости от типа Н. п.).

Часто состояния плазмы (равновесные конфигурации и течения), заведомо устойчивые в рамках идеальной гидродинамики, рассмотренной, при учёте диссипативных эффектов (ковечного электрич. сопротивления, вязкости, теплопроводности и т. д.) оказываются неустойчивыми (т. н. *диссипативные* Н. п.).

Учёт неидеальности плазмы приводит к существенному снижению порога возникновения неустойчивости МГД конфигураций и течений плазмы. Диссипативные Н. п. характеризуются существенно меньшими инкрементами и имеют характер более «медленного просачивания» (тем медленнее, чем меньше электрич. сопротивление) по сравнению с бурной перестройкой исходной конфигурации при неустойчивости идеальной плазмы. Аналогом диссипативных Н. п. в обычной гидродинамике является неустойчивость течения Пуазейля. При наличии магн. поля новым важным типом указанных Н. п. являются *ра з а р з ы в ы е* неустойчивости (*турбулентно-неустойчивости*), сопровождающиеся изменением топологии магн. поля (разрыв *пл пересоединения* силовых линий). Простейшим примером разрывной Н. п. служит неустойчивость плоского слоя плазмы с током, создающим конфигурацию с обратными магн. полем (т. е. противоположно направленным по обе стороны слоя, см. *Нейтральная токовая слой*). Если представить токовый слой в виде набора токовых нитей, то очевидно, что из-за притяжения нитей с одинаковым направлением тока они имеют тенденцию к попарному पिичиванию (слипанию). При этом происходит перестройка конфигурации магн. поля: незамкнутые силовые линии плоского токового слоя в результате पिичивания частично разрываются на куски и замыкаются вокруг образовавшихся токовых нитей. Хотя такая перестрой-

ка энергетически выгодна, в идеальной плазме она не осуществляется из-за ограниченности магн. силовых линий в плазме. Наличие конечного сопротивления плазмы нарушает замкнутость, позволяя магн. силовым линиям противоположного направления диффундировать навстречу друг другу сквозь плазменный слой и пересечься.

Многокомпонентность плазмы также приводит к дополнительным Н. п., наиболее важным среди к-рых является широкий класс дрейфовых Н. п. Источником свободной энергии здесь служит тепловая энергия плазмы, удерживаемой магн. полем. Вследствие неоднородности давления плазмы электроны и ионы дрейфуют в разные стороны со скоростью в  $v/v_{Te}$  раз меньшей, чем тепловая скорость ионов ( $v_{Te}$  — средний ларморовский радиус ионов), и т. о. создают слабый ток в плазме, возбуждающий т. п. дрейфовые волны. Как правило, характерные инкременты дрейфовых Н. п. по крайней мере в  $v/v_{Te}$  раз меньше идеальных МГД неустойчивостей. Многие дисперсионные МГД Н. п. имеют свои аналоги в бездисперсионной плазме, где диссипация энергии обусловлена взаимодействием плазменных волн с группой резонансных частиц.

Параметрические Н. п. При распространении в плазме волны большой амплитуды происходит периодич. пространственно-временная модуляция параметров плазмы. На этом фоне возникает параметрич. связь волн малой амплитуды (пробных волн), амплитуда к-рых возрастает экспоненциально в результате раскачивания колебаний электронов и ионов волнами большой амплитуды. Возникают т. н. *параметрические неустойчивости*. Примером может служить распадная неустойчивость плазмы, в к-рой волна конечной амплитуды с частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $k$  распадается на две волны того же или другого типа с меньшими частотами, удовлетворяющими условиям резонанса:  $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ ,  $k_0 = k_1 + k_2$ .

Другим важным примером Н. п. этого типа является *модуляционная неустойчивость* волны с амплитудой, превышающей некоторую критическую, в результате которой самопроизвольно возникает её НЧ-модуляция.

Ответ на кардинальный вопрос — о конечной судьбе состояния плазмы в результате развития Н.п. — выходит за рамки линейной теории Н. п. Как правило, учёт нелинейных эффектов останавливает первоначально экспоненциальный рост Н. п. на уровне насыщения. Универсального подхода для описания состояния насыщения Н. п. не существует. В ряде случаев разработаны приближенные нелинейные модели. Н. п. исходных состояний, лежащих далеко за порогом неустойчивости, приводят к *турбулентному состоянию насыщения*. Так, напр., пучковые Н. п. могут приводить к состоянию *турбулентности* плазменных волн. При этом насыщение роста волн может быть связано как с нелинейным взаимодействием, так и с постепенной эволюцией состояния плазмы к устойчивому под действием возбужденных колебаний.

Если Н. п. дополнительно дестабилизируются нелинейными эффектами, то скорость нарастания таких Н. п. увеличивается с ростом амплитуды возмущения (до некоего предела) — это т. н. *варьинг* в системе  $\sigma$  и  $\omega$ . В неравновесной плазме могут существовать волны с отрицательной энергией (напр., при наличии пучков частиц), когда энергия плазмы при наличии в ней волны ниже, чем в её отсутствие. В таком случае увеличение амплитуд группы взаимодействующих волн с разными знаками энергии может быть энергетически выгодным, т. к. ведёт к уменьшению энергии плазмы. Усиление взаимодействия с увеличением амплитуд волн является причиной их варьингового роста.

Прогресс в изучении Н. п. в значит. степени был связан с работами по проблеме УТС, в результате чего

удалось реализовать практически устойчивые конфигурации горячей плазмы в магн. поле (см. Токамак).

Н. п. аннотропного типа обнаружены в магнитосфере Земли. Они играют важную роль в динамике *радиационных поясов*, частицы к-рых представляют собой аннотропную в магн. поле компоненту плазмы.

Пучковые Н. п., сопровождающиеся генерацией лентморовских колебаний, представляют интерес для плазменной электроники, а в проблеме УТС используются в методах *нагрева плазмы*, основанных на инжекции пучков заряд. частиц.

О неких-рых типах неустойчивости низкотемпературной плазмы см. в ст. *Низкотемпературная плазма, Плазма электроприводных газов*.

Лит.: Михалковский А. В., Теория плазменных неустойчивостей, 2 изд., т. 1—2, Москва, 1975—77; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галева, Р. Судана, т. 1—2, М., 1983—84. Р. З. Сагдеев, А. А. Галева.

**НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ И ВОЛНОВЫХ СИСТЕМАХ** — самопроизвольное нарастание возмущений на фоне заданного движения, приводящее к качественному изменению поведения системы. Простейший пример неустойчивого состояния — равновесие маятника в верх. точке (рис. 1). Любое сколь угодно малое возмущение маятника приводит к его уходу от состояния равновесия. Физическая неустойчивость движения системы означает, что состояние равновесия может быть реализовано лишь приблизительно и на ограничен. интервале времени (для волновых систем — и пространства), тем меньше, чем выше скорость нарастания возмущений. Состояния или движения системы, малые нач. возмущения к-рых остаются малыми и в дальнейшем, наз. *устойчивыми*. Примерами являются соответственно состояние равновесия маятника в ниж. точке и само колебат. движение маятника.

Понятия неустойчивости и устойчивости движения относятся ко всем *динамическим*



Рис. 1. Маятник с жестким подвесом.

системам, а не только к колебательным и волновым. Строгая формулировка понятия устойчивости, пригодная для любых систем, затруднительна, поэтому, как правило, учитывается специфика задачи. Так, различают устойчивость движения в «малом» — по отношению к бесконечно малым возмущениям и в «большом» — по отношению к возмущениям конечной величины, устойчивость по отношению к определ. классу возмущений и т. д. Наб. изучена устойчивость в «малом», т. е. при малых возмущениях возможно различение по ним в окрестности исследуемого движения исходных ур-ний, описывающих систему (см. *Устойчивость движения, Устойчивость равновесия*). Специфика колебательных и волновых систем заключается лишь в характере движений в системе и в характере нарастающих при неустойчивости возмущений, а также в физ. механизмах Н. в к. и в. с. Одной из осн. стадий изучения поведения колебательных и волновых систем является отыскание простых характерных состояний и движений: состояний равновесия и периодич. режимов в колебательных системах или стационарных и автономных режимов в волновых системах. Затем исследуется их устойчивость как условие реализуемости. В случае неустойчивости движения анализируются характер нарастающих возмущений, закон и скорость их нарастания, а также механизмы неустойчивости. Традиционно разделяют неустойчивость «тривиальных» состояний системы (состояний равновесия в пространственно однородных стационарных режимах) и неустойчивость колебаний и волн. В первом случае речь идет о зарождении колебательных и волновых движений из состояния покоя, а во

втором — о разрушении существующих в системе колебательных и волновых процессов. Нарастание возмущений на фоне неустойчивого движения может происходить в виде колебаний или волн либо апериодически. Поступление энергии к нарастающим периодическим возмущениям при Н. в к. и в. с. может идти двумя способами — автоколебательным и резонансным (см. Автоколебания). При автоколебательной неустойчивости возмущения растут за счёт энергии источников неколебательной природы. Резонансное нарастание возмущений обусловлено оборотом ими энергии от к.-л. периодических источников или движений системы. Основные особенности Н. в к. и в. с. могут быть продемонстрированы на примере матем. маятника. Движение его в отсутствие диссипации описыва-

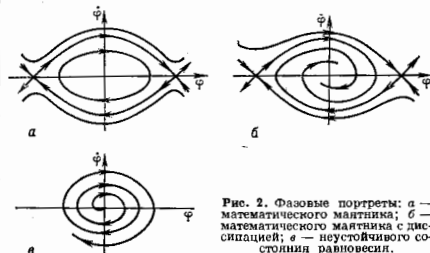


Рис. 2. Фазовые портреты: а — математического маятника; б — математического маятника с диссипацией; в — неустойчивого состояния равновесия.

ется уравнением  $\ddot{\varphi} + \sin\varphi = 0$ . Замкнутые траектории на рис. 2, а отвечают периодич. незатухающим колебаниям. При введении в систему малой диссипации и соответственно в у-рне осциллятора члена  $\alpha\dot{\varphi}$  ( $\alpha > 0$ ) колебания станут затухающими и замкнутые траектории на фазовой плоскости превратятся в скручивающиеся спирали (рис. 2, б). Если возможно поступление энергии к колебаниям, то они будут нарастать. Подталкиван маятник с периодом его собств. колебаний, можно получить резонансное возбуждение колебаний. Представим теперь, что воздействие на маятник зависит от характера его колебаний благодаря механизму обратной связи, обеспечивающему поступление энергии в нужной фазе, пропорциональное, напр., величине  $\dot{\varphi}$ . Формально это соответствует введению в систему отрицат. диссипации  $\alpha\dot{\varphi}$  ( $\alpha < 0$ ). Тогда состояние равновесия  $\varphi = \dot{\varphi} = 0$  существует, но оно неустойчиво — сколь угодно малое отклонение от указанной точки приведёт к раскату колебаний. Фазовые траектории в окрестности состояния равновесия имеют при этом вид скручивающихся спиралей (рис. 2, в). Т. к. частота и фаза поступления энергии к колебаниям определяются собств. движением осциллятора, то источник энергии может быть неколебательным. Это пример автоколебат. неустойчивости. Автоколебат. неустойчивость, ограниченная величинными эффектами, приводит, как правило, к установлению стационарных автоколебаний. В более сложных системах с размерностью фазового пространства, не меньшей трёх, неустойчивость может привести к возникновению *стохастических колебаний*. Наряду с механизмом положит. обратной связи к автоколебат. неустойчивости приводит существование падающего участка на характеристике зависимости силы трения в осцилляторе от скорости движения. Так происходит, напр., возбуждение струны движущимся смычком. Зависимость силы трения от относит. скорости движения смычка и струны показана на рис. 3. Выбранной скорости движения смычка  $v_0$  отвечает сила  $F_0$ , к-рая уравновешивается натяжением струны. Легко, однако, заметить, что указанное состояние равновесия неустойчиво. Появление скорости движения струны, напр., в направлении движения

смычка означает уменьшение относит. скорости смычка и струны и соответственно вызывает нарастание силы трения  $F$ . Это ведёт к уходу от состояния равновесия. В результате возникают нарастающие колебания струны, что следует из энергетич. баланса. Действительно, работа силы трения за период движения струны положительна: в те полпериода, что струна движется со смычком, сила трения больше, чем при встречном их движении. С автоколебат. неустойчивостью связана работа генераторов периодич. колебаний (механич., акустич., эл.-магн. и т. д.). В частности, в механич. часах потери на трение компенсируются при помощи инерционного механизма за счёт энергии пружины. Электрич. колебания генерируются в колебат. контуре за счёт энергии батареи либо при помощи триода с выключенным контуром в цепь его управляющего электрода (обратная связь), либо при включении в контур туннельного диода — элемента с падающим участком вольт-амперной характеристики.

Примером др. типа неустойчивости — резонансной — может служить параметрич. неустойчивость маятника. Если с частотой, вдвое большей частоты маятника, менять длину подвеса, то состояние равновесия ( $\varphi = \dot{\varphi} = 0$ ) и в этом случае оказывается неустойчивым. Именно так возникает раскату качелей, если вставать при прохождении ниж. точки траектории (см. Параметрический резонанс, Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний). Нарастание колебаний маятника при периодическом изменении длины его подвеса может быть рассмотрено и с др. точки зрения — как пример неустойчивости периодических колебаний. При замене жёсткого подвеса маятника упругим система приобретает дополнит. степень свободы, соответствующую вертикальным колебаниям. При произвольном соотношении частот вертикальные и горизонтальные колебания могут происходить практически независимо. Напр., возможны незатухающие вертикальные колебания груза на пружине. При выполнении условия параметрич. резонанса два типа колебаний начинают эффективно взаимодействовать, что в рассматриваемом случае приводит к раскату горизонтальных колебаний за счёт энергии вертикальных. При этом вертикальные колебания в системе оказываются неустойчивыми по отношению к возбуждению горизонтальных.

Проявления неустойчивости в колебат. системах с конечным числом степеней свободы в осн. аналогичны рассмотренным на примере маятника. Пронзление неустойчивости в волновых системах имеет особенности, обусловленные пространств. протяжённостью этих систем. Как и в колебат. системах, неустойчивость волновых движений и консервативных волновых системах является резонансной и связана с нелинейным взаимодействием волн, напр. трёх-, четырёх- и т. д. волновые взаимодействия, возникающие в нелинейных средах при выполнении условий синхронизма, самовоздействие волн (самодулировка, самофокусировка) и др. В активных волновых системах неустойчивость может иметь как автоколебательный, так и резонансный характер. Примерами активных волновых систем являются лазеры, гиротроны, волновые пучки в плазме, химически активные среды. При автоколебат. неустойчивости волновые возмущения нарастают за счёт энергии неколеб. источников, напр. пучков частиц или течений. В отличие от колебат. систем нарастание возмущений в таких системах может происходить не только во времени, но и в пространстве. В частности, возмущение может носить

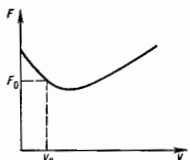


Рис. 3. Зависимость силы трения  $F$  между смычком и струной от их относительной скорости.

характер бегущего волнового пакета нарастающей амплитуды и уходит из области своего зарождения. После прохода бегущего возмущения через элемент системы, от которого оно отбирает энергию, поле возмущений в этой области может с течением времени стремиться к нулю. Это т. н. конвективная (силовая) неустойчивость. Если же возмущения нарастают с течением времени во всех точках пространства, то неустойчивость является абсолютной. Системы, в которых реализуется конвективная неустойчивость, служат основой для создания усилителей, а системы с абс. неустойчивостью являются генераторами. Существуют критерии определения характера неустойчивости в волновых системах. Однако во многих реальных системах разделение на абсолютную и конвективную неустойчивость невозможно. В частности, либо замыкая отрезок конвективной неустойчивой системы в кольцевую систему, либо включая внеш. обратную связь, получают систему с абс. неустойчивостью (см. *Автомолы, Волны, Неустойчивые системы* и др.).

Лит.: Андронов А. В., Вит А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Бутченко В. П., Нельсон К. И., Фридрихс Н. А., Введение в теорию нелинейных колебаний, 2 изд., М., 1987; Федоренко А. М., Коцаренко Н. Я., Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах, М., 1981; Рабинович М. И., Трубецкой Д. И., Введение в теорию колебаний в волн, М., 1984. А. Я. Васильев, А. А. Новиков.

**НИЗКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ** (криогенные температуры) — обычно темп-ры, лежащие ниже точки кипения жидкого воздуха (около 80 К). Согласно рекомендации, принятой 13-м конгрессом Междунар. ин-та холода (1974), криогенными темп-рами следует называть темп-ры ниже 120 К.

Получение Н. т. для получения и поддержания Н. т. обычно используют сжиженные газы (хладагенты). В сосуде Дьюара, содержащем сжиженный газ, испаряющийся под атм. давлением, достаточно хорошо поддерживается пост. темп-ра  $T_n$  кипения хладагента. Практически применяют след. хладагенты, воздух ( $T_n \approx 80$  К), азот ( $T_n = 77,4$  К), неон ( $T_n = 27,1$  К), водород ( $T_n = 20,4$  К), гелий ( $T_n = 4,2$  К). Для получения жидких газов служат спец. установки — окислители, в к-рых сильно сжатый газ при расширении до обычного давления охлаждается и конденсируется (см. *Джоуль—Томсона эффект*).

Откачивая испаряющийся газ из термостат. сосуда, можно уменьшать давление над жидкостью и тем самым вызывать темп-ру её кипения. Естествен. или принудит. конвекция и хорошая теплопроводность хладагента обеспечивают при этом однородность темп-ры во всем объеме жидкости. Таким путем удается перекрыть широкий диапазон темп-р: от 77 до 63 К при помощи жидкого азота, от 27 до 24 К — жидкого неона, от 20 до 14 К — жидкого водорода, от 4,2 до 1 К — жидкого гелия. Методом откачки нельзя получить темп-ры ниже *тройной точки* хладагента. При более низких темп-рах вещество затвердевает и теряет свои качества хладагента. Промежуточные темп-ры, лежащие между указанными выше интервалами, достигаются спец. методами. Охлаждаемый объект теплоизолируют от хладагента, помещая его, напр., внутрь вакуумной камеры, погруженной в сжиженный газ. При небольшом контролируемом выделении теплоты в камере (в ней имеется электрич. нагреватель) темп-ра исследуемого объекта повышается по сравнению с темп-рой кипения хладагента и может поддерживаться с высокой стабильностью на требуемом уровне. В др. способе получения промежуточных темп-р охлаждаемый образец помещают над поверхностью испаряющегося хладагента и регулируют скорость испарения жидкости нагревателем. Отвод теплоты от исследуемого объекта здесь осуществляет поток испаряющегося газа. Применяется также метод охлаждения, при к-ром холодный газ, получаемый при испарении хладагента, прогоняется через теплообменник, входящий в тепловой контакт с охлаждаемым объектом.

Гелий при атм. давлении остается жидким вплоть до абс. нуля темп-ры (см. *Гелий жидкий*). Однако при откачке паров жидкого  $^4\text{He}$  (природного изотопа гелия) обычно не удается получить темп-ру существенно ниже 1 К, даже применяя очень мощные насосы (этому мешают чрезвычайно малая упругость насыщ. паров  $^4\text{He}$  и его сверхтекучесть). Откачкой паров азота  $^3\text{He}$  ( $T_n = 3,2$  К) удается достичь темп-р  $\sim 0,3$  К. Область темп-р ниже 0,3 К наз. сверхнизкими темп-рами. Методом адиабатич. размагничивания парамагн. солей (см. *Магнитное охлаждение*) удается достичь темп-р  $\sim 10^{-6}$  К. Тем же методом с использованием ядерного парамагнетизма в системе атомных ядер были достигнуты темп-ры  $\sim 10^{-8}$  К. Принципиальную проблему в методе адиабатич. размагничивания (как, впрочем, и в др. методах получения Н. т.) составляет осуществление хорошего теплового контакта между объектом, к-рый охлаждают, и охлаждающей системой. Особенно это трудно достигнимо в случае системы атомных ядер. Совокупность ядер атомов можно охладить до сверхнизких темп-р, но добиться такой же степени охлаждения вещества, содержащего эти ядра, не удается.

Для получения темп-р порядка неск. мК широко пользуются более удобным методом — растворением жидкого  $^3\text{He}$  в жидком  $^4\text{He}$ . Применяют для этой цели рефрижераторы растворения (см. *Криостат*). Их действие основано на том, что  $^3\text{He}$  сохраняет конечную растворимость (около 6%) в жидком  $^4\text{He}$  вплоть до абс. нуля темп-ры. Поэтому при сопряжении почти чистого жидкого  $^3\text{He}$  с разбавленным раствором  $^4\text{He}$  в  $^4\text{He}$  атомы  $^3\text{He}$  переходят в раствор. При этом поглощается теплота растворения и темп-ра раствора понижается. Растворение осуществляется в одном месте прибора (в камере растворения), а удаление атомов  $^4\text{He}$  из раствора путем откачки — в другом (в камере испарения). При непрерывной циркуляции  $^4\text{He}$ , осуществляемой системой насосов и теплообменников, можно поддерживать в камере растворения темп-ру 10—30 мК неограниченно долго. Гелий  $^3\text{He}$  можно охладить ещё сильнее, используя *Померанчу эффект*. Жидкий  $^3\text{He}$  затвердевает при давлении более  $3 \cdot 10^6$  Па. В области темп-р ниже 0,3 К увеличение давления (в пределе до  $3,4 \cdot 10^8$  Па) сопровождается поглощением теплоты и понижением темп-ры равновесия смеси жидкой и твердой фаз (затвердевание идет с поглощением теплоты). Этим методом были достигнуты темп-ры  $\sim 1-2$  мК.

**Измерение Н. т.** Первичным прибором для измерения термодинамич. темп-ры вплоть до 1 К служит газовый термометр. Др. вариантами первичного термометра являются акустич. и шумовой термометры, действие к-рых основано на связи термодинамич. темп-ры соответственно со значением скорости звука в газе и с интенсивностью тепловых флуктуаций напряжения в элентрич. цепи. Первичные прецизионные термометры используют в осн. для определения темп-р легко воспроизводимых фазовых равновесий в одноконпонентных системах (т. н. реперных точек), к-рые служат опорными температурными точками *Международной практической температурной шкалы* (МПТШ-68).

Для измерения темп-р от 630,74 °C до 13,81 К по МПТШ-68 с точностью  $\sim 0,001$  К служит платиновый термометр сопротивления. МПТШ-68 пока не проделана ниже 13,8 К ввиду отсутствия в этой области Н. т. второго термометра, не уступающего по чувствительности, точности и воспроизводимости показаниям платиновому термометру сопротивления при более высоких темп-рах. В диапазоне 0,3—5,2 К низкотемпературная термометрия основана на зависимости давления насыщ. паров  $p_s$  гелия от темп-ры, устанавливаемой газовым термометром. Эта зависимость была принята в качестве междунар. температурной шкалы в области 1,5—5,2 К (шкала  $^4\text{He}$ , 1958) и 0,3—3,3 К (шкала  $^3\text{He}$ , 1962). Зависимость  $p_s(T)$  в этих температурных диапазонах не может быть представлена простой аналитич. ф-лой и поэтому табулируется; табличные данные обеспечи-

вают точность определения температуры до тысячной доли К.

В области Н. т. для целей практич. термометрии применяют гл. обр. термометры сопротивления (до 20 К — медный; в области водородных и гелиевых темп-р вплоть до 1 мК — угольные, сопротивление к-рых возрастает при понижении темп-ры). Для измерения темп-ры ниже 100 К применяют также термометры сопротивления из чистого германия.

Ниже 1 К газовым термометром пользоваться практически нельзя. Для определения термодинамич. темп-ры в этой области используют методы *магнитной термометрии* и ядерные методы. В основе ядерных методов измерения Н. т. лежит принцип квантовой статистики. физики, согласно к-рому равновесная заселённость дискретных уровней энергии системы зависит от темп-ры. В одном из таких методов измеряются интенсивности линий *ядерного магнитного резонанса*, определяемые разностью заселённостей уровней энергии ядер в магн. поле; в др. методе — зависящее от темп-ры отношение интенсивностей компонентон, на к-рые расщепляется линия резонансного гамма-излучения (см. *Мессбауэровская спектроскопия*) во внутр. магн. поле ферромагнетика.

Аналогом термометрии по давлению насыщенных паров в области сверхнизких температур является измерение температуры в диапазоне 30—100 мК по осмотическому давлению  $^3\text{He}$  в смеси  $^3\text{He}$  —  $^4\text{He}$ . Абсолютная точность измерений — ок. 2 мК при чувствительности осмотич. термометра  $\sim 0,01$  мК.

Физика Н. т. Применение Н. т. сыграло важную роль в изучении конденсат. состояний вещества. Особенно много новых фактов и закономерностей было открыто при изучении свойств разл. веществ при гелиевых темп-рах. Это привело к выделению спец. раздела физики — физики Н. т. При понижении темп-ры в своих веществах начинают проявляться особенности, связанные с наличием взаимодействий, к-рые при обычных темп-рах нивелируются тепловым движением атомов.

Благодаря значит. подавлению теплового движения атомов при Н. т. удалось обнаружить большое число макроскопич. явлений, имеющих квантовую природу: существование гелия в жидком состоянии вплоть до абс. нуля темп-ры (0К), *сверхтекучесть*, *сверхпроводимость* и др. При Н. т. состояние твёрдого тела можно рассматривать как упорядоченное состояние, соответствующее 0К, но с учётом влияния «газа» элементарных возмущений — *квазичастиц*. Введение разл. типов квазичастиц (*фононы*, *дырки*, *магноны* и др.) позволяет описать многообразие свойств веществ при Н. т.

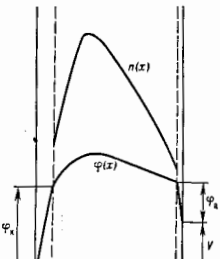
Охлаждение до сверхнизких темп-р применяется в ядерной физике, напр. для создания мишеней и источников с поляризов. ядрами при изучении анизотропии рассеяния элементарных частиц.

Технические применения Н. т. Одна из гл. областей применения Н. т. в технике — разделение газов. Произ-во кислорода и азота в больших кол-вах основано на сжижении воздуха с последующим разделением его на ректификац. колоннах. Н. т. используют для получения высокого *вакуума* методом адсорбции на активиров. угле или цеолите (адсорб. насос) или непосредственно конденсацией паров на металлич. стенках сосуда с хладагентом (крионасос). Охлаждение до темп-р жидкого воздуха или азота находит применение в медицине (лечение мозговых опухолей, консервация живых тканей). Широко применяются Н. т. в электронике и радиотехнике для подавления аппаратурных шумов.

*Лит.*: Физика низких температур, пер. с англ., М., 1959; Справочник по физико-техническим основам криогеники, под ред. М. П. Малкова, 3 изд., М., 1985; Л и т о н с, Сверхпроводимость, пер. с англ., 2 изд., М., 1971; Роу э н и с А., Техника низкотемпературного эксперимента, пер. с англ., М., 1966; М е н д е л с о н К., На пути к абсолютному нулю, пер. с англ., М., 1974; Л о у н а с и д а О. В., Принципы и методы получения температур ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977; К а в ц и ц а П. Л., Научные труды. Физика и техника низких температур, М., 1989.

И. П. Крымлов.

**НИЗКОВОЛЬТНАЯ ПЛАЗМА** — несамостоят. дуговой разряд с термоэмиссионным катодом, горящий при напряжении  $U_0$  меньше не только потенциала ионизации, но и наименьшего потенциала возбуждения газа  $U_1$ . Во Д. обычно горит при малых давлениях  $p$  и межэлектродном расстоянии  $d$  ( $pd < 10$  тор·см). Плазма Н. д., как правило, ионизована слабо. Распределение по потенциалу  $\varphi(x)$  и концентрации плазмы  $n(x)$  в Н. д. немонотонны с максимумами в прикатодной области плазмы. Положит. столб в разряде практически отсутствует. Квазинейтральная плазма Н. д. отделена от электродов прикатодным  $\varphi_k$  и прианодным  $\varphi_a$  падениями напряжения в приэлектродных легмгоровских слоях  $L_k$  и  $L_a$  (рис.). При большой электронной эмиссии с катода и сравнительно малой концентрации плазмы в прикатодной области в легмгоровском слое у катода возникает минимум потенциала — т. е. *виртуальный катод*, ограничивающий эмиссию с катода до величин порядка хаотического электронного тока в прикатодной плазме.



Распределение потенциала и концентрации плазмы в межэлектродном промежутке низковольтной дуги.

Направленный ток в плазме Н. д. переносится в осн. электронами и имеет две направленные навстречу друг другу полевую и диффузионно-составляющие. Ионизация атомов, как правило, ступенчатая и осуществляется в осн. высокоэнергичными электронами плазмы из «хвоста» максвелловского распределения и отчасти электронами катодной эмиссии, ускоренными на прикатодном падении.

Известны т. н. *кванденовские Н. д.*, горящие при весьма малых  $pd$ , когда длина свободного пробега электронов катодной эмиссии превышает зазор Д. Ионизация и иондосеовские Н. д. также осуществляются в осн. тепловыми электронами, ускоренными обычно в коллективных процессах, в частности в электрич. полях легмгоровских колебаний, возбуждаемых за счёт плазменно-лучевого взаимодействия (см. *Плазменно-лучевой разряд*). Наиб. изучены Н. д. в парах щелочных металлов и в инертных газах.

Н. д. используются в *термоэмиссионных преобразователях* тепловой энергии в электрическую и в термоэмиссионных ключевых элементах. Иногда типичные для Н. д. распределение потенциала и плотности плазмы, характеризующиеся максимумами в прикатодной квазинейтральной плазме, образуются у катода самостоятельно дугового разряда. Эту область, расположенную между катодом и положит. столбом разряда, часто наз. *пространством Н. д.*

*Лит.*: Г р а н о в с к и й В. Л., Электрический ток в газе, М., 1971; Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, под ред. В. Я. Мойжеса, Г. Е. Шукма, М., 1973; В а к и т Ф. Г., Ю р ь в В. Г., Низковольтная дуга с накаленным катодом в парах щелоч. Обзор, СЭТФ, 1978, т. 48, с. 405; Математические моделирование процессов в низковольтном плазменно-лучевом разряде, М., 1980.

Ф. Г. Бахит, В. Г. Юрьев.

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА

Содержание:

1. Общие свойства Н. п. . . . . 351
2. Способы создания Н. п. . . . . 352
3. Процессы в Н. п. . . . . 352
4. Нестойчивости и структуры Н. п. . . . . 353
5. Применение Н. п. . . . . 354
6. Н. п. земной атмосферы и Солнца. . . . . 355





ский радиус экранирования. Идеальной плазме можно определить также как плазму, в  $n$ -рой чистый заряд. частиц в сфере с дебаевским радиусом велико. Оба определения приводят к одинаковому соотношению для параметров идеальной плазмы:

$$N e^3 T^3 \ll C.$$

Числовой коэф.  $C$  в этом соотношении равен  $9/32\pi$ , если пользоваться первым условием, и  $1/96$  для второго условия. Такое различие делает границу между идеальной и неидеальной плазмой весьма размытой, а это означает, что в промежуточной области параметров неидеальность плазмы может существенно влиять на одни её свойства и не сказываться на других.

Неидеальная плазма с чисто кулоновским взаимодействием между частицами (полностью ионизованная) реально не существует. В такой плазме с большой скоростью происходит рекомбинация ионов и электронов с характерными временами значительно меньше атомных. За такие времена плотность заряд. частиц существенно падает, а их темп-ра повышается и плазма перестаёт быть идеальной. Неидеальная плазма существует в многокомпонентной системе, где возникает доп. условия стабилизации плазмы. Типичным примером неидеальной плазмы является плазма металла,  $k$ -рая сохраняется идеальной за счёт сил взаимодействия с участием ионов решётки металла. Т. о., неидеальная плазма существует при плотности частиц, сравнимой с плотностью конденсированного состояния вещества. Слабоионизованный газ всегда является идеальной плазмой.

Н. п. можно также разделять на типы по способам её получения или использования: газоразрядная, лучковая, фоторезонансная, лазерная, ионосферная, солнечная, космич. плазма.

## 2. Способы создания Н. п.

В Н. п. потери заряд. частиц связаны с рекомбинацией электронов и ионов и с уходом заряд. частиц на стенки сосуда или за пределы занимаемого объёма. Для поддержания существования плазмы необходимые процессы ионизации  $k$ -рые создают новые заряд. частицы.

Наиб. старый и простой способ создания Н. п. — газоразрядный. Плазма создаётся в результате протекания в газе электрич. тока между электродами,  $k$   $n$ -рым приложена постоянно поддерживаемая разность потенциалов. Газовый разряд содержит ряд областей, различающихся по своим свойствам, и поэтому имеется неск. типов газовых разрядов (см. *Электрические разряды в газах*). Для газоразрядной плазмы характерна квазиустойчивость, т. е. время её существования значительно превышает характерное время жизни отдельно выделенной заряд. частицы.

Газоразрядному способу создания Н. п. подобно создание плазмы при электрич. пробое газа,  $k$ -рый осуществляется под действием разности потенциалов, приложенной к электродам. В этом случае получают импульсную плазму,  $k$ -рая распадается, как только электроды разрядятся. Пробой газа имеет неск. стадий, в итоге  $k$ -рых образуется проводящий канал — искровой разряд. Подобное явление имеет место в приземной атмосфере: молния — пробой газа между облаками или между облаком и землёй во время грозы.

Пробой газа может произойти за счёт высокой напряжённости эл.-магн. волн при прохождении сфокусиров. лазерного излучения через газ — лазерный пробой (см. *Оптические разряды*). Н. п., образовавшаяся при газовом пробое, распадается в результате рекомбинации и диффузии заряд. частиц. Такую плазму наз.  $r$  а с и а д а ю щ е й с я н л а з м о й или плазмой в послесвечении и используют для измерения скоростей рекомбинации и коэф. диффузии заряд. частиц.

Под действием резонансного излучения образуется т. н. *фоторезонансная плазма*. Энергия фотонов резонансного излучения совпадает с энергией возбуждения

атомов или молекул плазмы. Образуются при поглощении резонансных фотонов возбуждённые атомы или молекулы при дальнейших столкновениях ионизируются. В качестве источника резонансного излучения используется разрядная лампа, содержащая данный газ, или перестраиваемый лазер. Этот способ генерации плазмы особенно легко регулировать её параметры, поэтому фоторезонансная плазма применяется при создании пламенных нелинейных оптич. элементов для преобразования и стабилизации частоты лазерного излучения, для создания источников ионов разного сорта, акустич. источников и т. д. Фоторезонансная плазма отличается от газоразрядной плазмы по своим параметрам. В газоразрядную плазму энергия вводится через эл. электроны, а от них она передаётся плазме, в фоторезонансной плазме энергия первоначально вкладывается в возбуждение атомов. Поэтому средняя энергия электронов в фоторезонансной плазме существенно ниже, чем в газоразрядной.

При прохождении электронного пучка через газ возникает  $п$  у ч к о в а я п л а з м а. Обычно для её создания используются пучки электронов с энергией в неск. сотен кэВ. Такие электроны свободно проходят через тонкие фольги и поэтому могут транспортироваться из электронной пушки в лаб. установку, содержащую газ при более высоких давлениях. Осн. процесс взаимодействия быстрых электронов с атомами или молекулами газа — ионизация атомов или ионов. Образуются при этом вторичные электроны имеют энергию, в неск. раз превышающую потенциал ионизации атомов или молекул. Т. о., при прохождении пучка электронов через газ энергия быстрых электронов преобразуется в энергию вторичных электронов ( $k$ -рая далее и используется) с высоким коэф. преобразования. Поэтому вид устройств, возбуждаемых электронным пучком, достаточно велик. Напр., вид молекулярных, хим. и аксимерных лазеров, возбуждаемых электронным пучком,  $> 10\%$ . Однако осн. достоинство возбуждения плазмы электронным пучком — возможность быстрого повода энергии. Характерные времена возбуждения плазмы электронным пучком  $\sim 10^{-8}$  с. Благодаря этому электронный пучок используется не только для создания импульсной Н. п., но и для предионизации. В мощных лаб. устройствах электронный пучок создаёт однородную первичную плазму,  $k$ -рая далее развивается под действием электрич. импульсного разряда.

В 1980-е гг. широкое развитие приобретает *лазерная плазма*. Лазер используется для разл. технол. операций — обработки поверхностей, сварки, резки металлов и т. д. При взаимодействии лазерного излучения с поверхностью образуется лазерная плазма,  $k$ -рая, взаимодействуя с лазерным излучением, может поглощать его, препятствуя проникновению лазерного излучения к обрабатываемой поверхности. Лазерная плазма — спленциф. физ. объект, требующий исследования в лаб. конкретных технол. процессов.

Имеется много др. способов генерации Н. п. Плазма может быть получена под действием жесткого излучения, ионизирующего газа (ионосфера Земли и др. планет), в результате прохождения пучка ионов или нейтронов через газ. В качестве генератора Н. п. могут быть использованы радиоакт. источники.

Ещё один способ создания Н. п. — химический: в пламенных заряд. частицы образуются в результате процессов хемиионизации.

## 3. Процессы в Н. п.

Осн. процессами в Н. п. являются элементарные процессы возбуждения и ионизации газа, рекомбинации заряд. частиц и др., процессы переноса заряд. и возбуждённых частиц, а также процессы переноса энергии за счёт теплопроводности, конвекции. Число типов элементарных процессов в Н. п. достигает неск. десятков. На примере плазм воздуха (табл.) рассмотрим характер элементарных процессов в Н. п.

Первостепенное значение среди элементарных процессов в Н. п. имеют процессы ионизации, ибо они поддерживают плазму. Чаще ионизация происходит в результате столкновения с электронами. Процесс 4 наз. прямой ионизацией, процесс 2 — ступенчатой ионизацией, представляющей собой последовательность процессов возбуждения метастабильного состояния (13) и ионизации возбуждённой молекулы. Ступенчатая ионизация эффективно происходит в относительно плотной плазме. Заряд. частицы в Н. п. могут образовываться с участием возбуждённых частиц — ассоциативная ионизация (3) или *Пеннинга эффект*. Заряд. частицы возникают также в результате фотоионизации. Процесс 4 — осн. процесс образования ионосферной плазмы под действием КВ-излучения Солнца.

Рекомбинация и заряд. частиц в плазме может идти по разным каналам. Процессы 5, 6 — диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона, процесс 7 — взаимная нейтрализация положит. и отрицат. ионов, процесс 8 — трёхчастичная рекомбинация электрона и иона, процесс 9 — фоторекомбинация. Каждый из этих процессов при соответствующих условиях может быть доминирующим.

Элементарные процессы в низкотемпературной плазме

Тип процесса	№ процесса	Схема типичного процесса
Ионизация	1	$e + N_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow 2e + N_2^+$
	2	$e + N_2(A^2\Sigma_u^+) \rightarrow 2e + N_2^+$
	3	$2N_2(A^2\Sigma_u^+) \rightarrow N_4^+ + e$
	4	$O + \Lambda e \rightarrow O^+ + e$
Рекомбинация	5	$e + N_2^+ \rightarrow N + N$
	6	$e + N_4^+ \rightarrow N_2 + N_2$
	7	$N_2^+ + O_2^- \rightarrow N_2 + O_2$
	8	$e + O^+ + N_2 \rightarrow O + N_2$
	9	$e + O^+ \rightarrow O + \Lambda e$
Прилипание	10	$e + O_2 + N_2(O_2) \rightarrow O_2^- + N_2(O_2)$
	11	$e + O_2 \rightarrow O^- + O$
	12	$e + O \rightarrow O^- + \Lambda e$
Возбуждение	13	$e + N_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + N_2(A^2\Sigma_u^+)$
	14	$e + N_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + N_2(C^2\Pi_u)$
	15	$e + N_2(v=0) \rightarrow e + N_2(v \neq 0)$
Перезарядка	16	$N_2 + O_2^- \rightarrow N_2^+ + O_2$
	17	$N_2^+ + N_2 \rightarrow N_2 + N_2^+$

Важную роль, особенно в плазме электроотрицательных газов, играют процессы прилипания электрона к атому или молекуле, в результате чего образуется отрицат. ион. Хотя процессы прилипания электрона не изменяют число заряд. частиц в плазме, но при таком переходе резко падает проводимость плазмы, существенно изменяются её др. свойства. Процесс 10 — диссоциативное прилипание электрона к молекуле, процесс 12 — фотоприлипание. В частности, в атм. воздухе в результате процесса 10 за  $10^{-7}$  с первоначально образованные медленные электроны превращаются в отрицат. ионы, а процесс 12 ответствен за ночное свечение неба.

Процессы возбуждения атомов и молекул существенны и для поддержания Н. п. и при преобразовании энергии внеш. источника в энергию излучения в газоразрядных лампах и газовых лазерах. Процесс 13 — образование метастабильной молекулы — является первой стадией ступенчатой ионизации молекулы.

Процесс 14 — возбуждение резонансных состояний молекул; в азотном лазере, напр., этот процесс создаёт инверсную заселённость уровней. Процесс 15 — возбуждение колебат. уровней молекулы, этот процесс преобладает в тлеющем разряде в атоме и в лазере на углекислом газе, что обеспечивает большой кд и высокую мощность лазера.

Процессы перезарядки и 16, 17 приводят к переходу заряда от одной частицы к другой. Особенно существенна резонансная перезарядка (17), к-рая эффективна угристого рассеяния, т. е. резонансная перезарядка происходит при противоположных траекториях движения иона и молекулы. Резонансная перезарядка определяет параметры транспорта ионов — подвижность и коэф. диффузии (продольной и поперечной по полю) в собств. газе.

Рассмотренные процессы типичны для разл. видов плазмы, но для каждой конкретной системы могут оказаться важными, определяющими свойства и параметры плазмы, и др. типы процессов. Напр., это могут быть процессы колебательной *релаксации* возбуждённых молекул, процессы тушения возбуждённых молекул и атомов при столкновении с электронами и нейтральными частицами, процессы разрушения отрицат. ионов и т. д.

#### 4. Неустойчивости и структуры Н. п.

Коллективные явления не играют в Н. п. первостепенной роли, как в горячей плазме, но их влияние на свойства плазмы может быть заметным. Присутствие большого числа нейтральных частиц в слабоионизов. плазме приводит к затуханию мн. типов колебаний, характерных для горячей плазмы, и к устойчивости Н. п. относительно этих колебаний. Если степень ионизации плазмы не очень мала, то осн. типы колебаний плазмы возникают в ней, хотя и не так чётко выражены. В частности, в положит. столбе дугового разряда низкого давления, где степень ионизации плазмы доходит до процентов, присутствуют как плазменные колебания, так и ионный звук. Возникновение плазменных неустойчивостей приводит, в свою очередь, к осцилляциям разрядного тока.

Неустойчивости Н. п., приводящие к нарушению пространственного распределения плазмы или к её разрушению, существенно отличаются от неустойчивостей горячей плазмы. Осн. типы неустойчивостей Н. п.: ионизационная, прилипательная и тепловые неустойчивости.

Ионизационная неустойчивость обусловлена связью скорости ионизации с пространств. распределением заряж. частиц, со ср. энергией электронов или с др. параметрами плазмы. В случае ионизат. неустойчивости снижение скорости ионизации уменьшает соответствующий параметр плазмы, а это приводит к последующему понижению скорости ионизации. Механизм равнания ионизат. неустойчивости может быть много в зависимости от конкретных условий.

Прилипательная неустойчивость связана с процессом перехода отрицат. заряда от электронов к отрицат. ионам. В этом случае образование отрицат. иона изменяет параметры плазмы так, что делает благоприятным дальнейшее прилипание электронов к атомам. В результате либо нарушается однородное распределение плазмы, либо нарушаются условия существования плазмы и она разрушается (подробнее см. *Плазма электроотрицательных газов*).

Тепловые неустойчивости проявляются во влиянии теплового режима и процессов переноса на параметры плазмы. Ярким примером является тепловой взрыв в лазере на угарном газе. Как во всяком молекулярном газе, колебат. темп-ра в плазме этого лазера превышает поступат. темп-ру газа. В процессе колебат. релаксации, связанной с тушением колебательно возбуждённых молекул, часть колебат. энергии переходит в поступательную, что приводит к повышению

темп-ры газа и увеличению теплового потока на стенки за счёт теплопроводности. С ростом темп-ры газа резко возрастает скорость колебат. релаксации. Тепловой поток в газе не в состоянии унести энергию, выделяемую при колебат. релаксации. Оставаясь в газе, она приводит к увеличению его поступат. темп-ры, а это, в свою очередь, к повышению скорости колебат. релаксации. Возникает тепловая неустойчивость, в результате к-рой колебат. энергия быстро перерабатывается в поступающую до тех пор, пока колебат. и поступат. темп-ры газа не сравняются. Эта неустойчивость ограничивает уд. мощность лазера на угарном газе.

Неустойчивости Н. п. нарушают однородное распределение плазмы в пространстве и могут привести к появлению новых структур. Одной из них, наиб. изученной, является сжатие, или *контракция газового разряда*. В длинной цилиндрич. трубке свечение газового разряда и электрич. ток сжимаются к оси, и в остальной части трубки газ не возбуждается. Механизм контракции разряда может быть разным, но суть её состоит в следующем. Из-за резкой зависимости скорости ионизации от плотности газа и повышения темп-ры вблизи оси трубки (где проходит ток) ионизация газа происходит только вблизи оси трубки. За счёт разных механизмов рекомбинации заряд. частицы гибнут в объёме не доходя до стенок трубки. В результате заряженные частицы сосредоточены вблизи оси трубки, в этой области происходит возбуждение газа и наблюдается его свечение.

Др. тип структур в газоразрядной плазме — *страты* — чередующиеся светящиеся и тёмные области разряда; эта правильная полосатая структура может перемещаться и обжечь к электроду, а может быть неподвижной. Страты существуют в определ. области токов и давлений; механизмы их возбуждения и характер проявления различны для атомных и молекулярных газов. Страты возникают при таких параметрах разряда, при к-рых существует ступенчатая ионизация газа, так что скорость ионизации зависит от плотности электронов нелинейно. Возникновение страт обусловлено тем, что с увеличением плотности электронов повышаются скорость ионизации и ср. энергия (темп-ра) электронов, а это в свою очередь вызывает возрастание плотности электронов. Страты как осциллирующая структура распределения электронов в разряде выигднее однородного распределения, ибо при таком распределении более эффективно используется вводимая в газ энергия. Амплитуда осцилляции плотности электронов и размер страт определяются механизмом возникновения неустойчивости и конкретными параметрами плазмы.

В газоразрядной плазме распространён ещё один тип структуры — до м е н. Первоначально такие структуры наблюдались и исследовались в полупроводниковой плазме и известны как *Ганна эффект*. Электрич. домены в газоразрядной плазме — движущиеся в пространстве возмущения плотности электронов, представляющие собой резкое и узкое повышение плотности электронов, а за ним движется широкий и слабый «хвост». Это возмущение может перемещаться или вместе с током, или в обратном направлении. При этом интегрированное по времени изменение плотности электронов равно нулю. Домены могут возникнуть, если имеется немонотонная зависимость тока от напряжённости электрич. поля, напр. в случае немонотонной зависимости дрейфовой скорости электронов от напряжённости электрич. поля или если отношение плотности отрицат. ионов в плазме к плотности электронов растёт с увеличением напряжённости электрич. поля. Повышение напряжённости поля и рост ср. энергии электронов усиливают диссоциативное приращение электронов к молекулам и зависимость тока от напряжённости электрич. поля при одном и том же токе и создают электрич. домен.

## 5. Применение Н. п.

Разнообразное использование Н. п. определяется простотой её создания. Газоразрядная плазма применяется в газовых лазерах и источниках связи, в плазменных процессах и процессах очистки газов, для обработки поверхностей, в разл. техкол. и металлургич. процессах. Н. п. как рабочее тело используется при преобразовании тепловой энергии в электрическую, в *магнетогидродинамических генераторах* и термомыслонном преобразователе. В *плазмотроне* Н. п. выполняет роль теплоносителя. Вводимая а плазму электрич. энергия передаётся электронам, а от них — атомам или (и) молекулам газа и нагревает его. Уд. энергия, вводимая в такой газ, заметно выше энергии в плазме газовой горелки.

Применения Н. п. можно разделить на две стадии. В первой из них плазма является рабочим телом конкретных установок и приборов (газоразрядные лазеры и лазеры, возбуждаемые электронным пучком, МГД-генератор, термомыслонный преобразователь, газоразрядные источники света и т. д.); во второй — плазма составляет основу соответствующих технологий.

Техкол. применения плазмы обеспечиваются двумя её качествами. Во-первых, в плазме могут быть достигнуты гораздо более высокие темп-ры, чем в горелках на хим. топливе, поэтому плазма является отличным теплоносителем; во-вторых, в плазме образуется много ионов, радикалов и разл. химических активных частиц, поэтому в плазме или с её помощью можно провести хим. процессы в объёме или на поверхности, имеющие практич. значение.

Применение плазмы как теплоносителя связано с процессами сварки и резки металлов. Поскольку макс. темп-ра в хим. горелках  $\approx 3000$  К, они не подходят для этой цели. Дуговой разряд позволяет создать плазму с темп-рой в 3—4 раза выше, к-рая при соприкосновении с металлом расплавляет его. Плазменные методы сварки и резки металлов обеспечивают более высокую уд. производительность, качество продукта, дают меньше отходов, но требуют больших затрат энергии и более дорогого оборудования.

Плазма как теплоноситель используется в топливной энергетике. Введение плазмы в зону сжигания низкокалорийных углей существенно улучшает энергетич. параметры процесса.

Как хороший теплоноситель плазма позволяет производить термич. обработку поверхности и её закалку. При этом не изменяется хим. состав поверхности, но улучшаются её физ. параметры. При др. способе обработки поверхности активные частицы плазмы вступают в хим. реакцию с материалом поверхности. Напр., при проникновении ионов или активных атомов из плазмы в приповерхностный слой в нём образуются нитриды или карбиды металлов, что упрочняет поверхность. Плазма может не вступать в хим. реакцию с поверхностью, но образует на ней свои хим. соединения в виде плёнок, обладающих нек-рым набором механич., тепловых, электрич., оптич. и хим. свойств в зависимости от параметров плазмы. Толщина плёнки, напыляемой на поверхность из плазмы, пропорц. времени плазменного процесса. Изменяя через нек-рое время состав плазмы, можно создавать многослойную структуру. Обработка отъ слоев сфокусиров. излучением ртутной лампы или лазера позволяет создавать профилир. плёнки с мин. размером отд. элементов в неск. микрон (см. *Плазменная технология*).

Н. п. применяется для получения ряда хим. соединений, полимеров и полимерных мембран, а также при произ-ве порошков керамики, соединений (SiC, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>), металлов и окислов металлов (см. *Плазмохимия*).

Н. п. используется для анализа элементного состава вещества, осуществляемого двумя способами. В первом из них исследуемое вещество вводится в плазменную горелку — дуговой разряд с проточной плазмой — в

микроколичествах либо в виде порошка, либо в виде капель. В плазме вещество диссоциирует на атомы, к-рые частично возбуждаются и ионизуют. По спектральному составу излучения определяется элементный состав вещества. Этот метод, наз.  $\alpha$  м и с к о п и м с п е к т р а л ь н ы м а н а л и з о м

история и применяется для анализа металлов и сплавов; он позволяет надежно определять содержание примесей в кол-ве, превышающем  $10^{-3}-10^{-4}\%$ . В др. способе элементного анализа исследуемое вещество также вводится в плазму или в проточную плазму газового разряда, к-рые находятся между двумя электродами. Плазма или плазма облучается излучением перестраиваемого лазера, и протекающий через плазму ток измеряется как функция длины волны излучения. Как только излучение попадает в резонанс с переходами атомов, находящихся в плазме, то изменяются условия ионизации атомов и, следовательно, разрядный ток. Этот эффект наз.  $\alpha$  п т о г а л ь в а н и ч е с к и м

чувствительность методов, использующих этот эффект, на неск. порядков выше, чем в эмиссионном спектральном анализе.

### 6. Н. п. земной атмосферы и Солнца

Н. п. присутствует в окружающей нас природе. На небольших высотах плазма может возникать под действием электрич. полей, существующих в атмосфере. В результате конвективных течений в атмосфере происходит разделение заряда и возникает электрич. поле со ср. напряженностью у поверхности Земли  $\sim 100$  В/м, а также электрич. токи.

Одно из проявлений разделения заряда в атмосфере связано с возникновением молний. В момент прохождения осн. тока молнии её канал представляет типичную Н. п., напоминающую плазму дуги высокого давления и плазмотрона. Темп-ра плазмы в канале молнии достигает 30 000 К, плотность заряд. частиц  $\sim 10^{17}$  см $^{-3}$  при диаметре канала порядка 1 мм.

Ионозв. газ верх. атмосферы — *ионосфера* возникает в осн. под действием излучения Солнца. Ионосферу принято делить на ряд слоев ( $D, E, F_1, F_2$ ), расположенных на высотах 50—90, 90—140, 140—200 и 200—400 км.

Ср. концентрация заряд. частиц в слое  $D$  составляет  $\sim 10^9$  см $^{-3}$ . Отрицат. заряд в этом слое создается в осн. разл. отрицат. ионами; наиб. распространённым положит. ионом является кластерный ион  $\text{H}_3\text{O}^+, \text{H}_2\text{O}$ .

Заряд. частицы в слое  $E$  образуются в результате фотсионизации газа под действием УФ-излучения. Эти заряд. частицы дрейфуют в нижние слои атмосферы и служат источником плазмы в  $D$ -слое ионосферы. Плотность электронов в  $E$ -слое  $\sim 10^6$  см $^{-3}$ , отрицат. ионы в этом слое практически отсутствуют; типич. положит. ионы —  $\text{O}_2^+$  и  $\text{O}^+$ . Гибель заряд. частиц в слое  $E$  обусловлена диссоциативной рекомбинацией электронов и ионов и уходом частиц в нижние слои.

Плотность электронов в слоях  $F_1$  и  $F_2$   $\sim 10^8-10^8$  см $^{-3}$ , осн. тип положит. ионов  $\text{O}^+$ . Заряд. частицы в слоях  $F$  образуются в результате ионизации атомарного кислорода под действием УФ-излучения Солнца. Гибель заряд. частиц определяется фоторекомбинацией электронов с ионом кислорода, фотоэриллинием электрона к атому кислорода, а также уходом заряд. частиц в нижние слои.

Слой  $E$  и  $F$  ионосферы отражают радиоволны, обеспечивая связь на КВ и ср. волнах на большие расстояния. Поскольку плазма этих слоев создается под действием излучения Солнца, параметры плазмы могут существенно меняться на протяжении суток и времени года, что влияет на распространение радиоволн. На высотах  $E$  и  $F$  слоев работают также ИСЗ. На этих высотах чаще всего развивается *полярное сияние*, возникающее при ионизировании потока солнечных протонов в атмосфере.

Околосолнечная плазма на больших высотах, а также межпланетная плазма создаются *солнечным ветром*, и структура магнитосферы определяется взаимодействием солнечного ветра с магн. полем Земли. Электроны, захваченные магн. полем Земли, образуют *радиационные пояса* Земли.

Параметры солнечной плазмы, как и атмосферной, резко различаются в зависимости от области Солнца. Во внутр. части Солнца темп-ра достаточно высока, так что там находится сильноионизованная плазма. На поверхности Солнца и в окрестности Солнца степень ионизации плазмы невысока, т.е. здесь содержится Н. п. Поверхностный слой Солнца толщину  $\sim 1000$  км, из к-рого испускается осн. часть эл.-магн. излучения Солнца, наз. *фотосферой*. Плотность атомарного водорода в фотосфере  $\sim 10^{17}$  см $^{-3}$ , плотность заряд. частиц  $\sim 10^{14}$  см $^{-3}$ , темп-ра равновесной плазмы  $\sim 6000$  К. Это излучение определяется в осн. процессом фотоэриллипания электрона к атому водорода. Образующие при этом отрицат. атомы водорода далее быстро разрушаются при столкновениях, так что отрицат. заряд фотосферной плазмы образуется в осн. электронами.

Разреженная область плазмы над поверхностью Солнца — *солнечная корона*. Плотность плазмы в короне резко падает по мере удаления от Солнца. Особенности солнечной короны являются её высокая темп-ра ( $\sim 10^6$  К). Поэтому солнечная корона испускает жесткое (рентгеновское) излучение. Кроме того, она является источником солнечного ветра.

Лит.: Пикельнер С. В., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; А н а с о ф о в С. И., Ч е л м е н о в С., Солнечная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75; С м и р н о в В. М., Введение в физику плазмы, 2 изд., М., 1982; А р ц и м о в и ч Л. А., С а г д е е в Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; В и б е р г м а н Л. М., В о р о б о в В. С., Я к у б о в И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982; Р а й з е р Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987. Б. М. Смирнов.

**НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕОРЕМЫ** в квантовой теории поля — устанавливают соотношения для амплитуд разл. процессов в пределе нулевого или малого 4-импульса частицы, источником к-рой является сохраняющийся или частично сохраняющийся ток. Такими частицами являются, напр., фотон, к-рый взаимодействует с сохраняющимся *электромагнитным током*,  $\pi$ -мезон, связанный с частично сохраняющимся *аксиальным током* (см. также *Аксиальный ток*), *гравитон*, взаимодействующий с сохраняющимся тензором энергии-импульса. Н. т. являются следствием симметрии лагранжиана теории, причём преобразования симметрии величин, т.е. меняют число частиц. Нищее по энергии состояние (вакуум) при этом бесконечно вырождено.

Наиб. известные примеры таких симметрий — симметрии относительно *калибровочных преобразований* в квантовой электродинамике и симметрии относительно киральных преобразований, отвечающих группе  $SU(2) \otimes SU(2)$ , в квантовой хромодинамике. В первом случае преобразование симметрии имеет вид

$$\delta A_\mu = \partial_\mu \Lambda, \quad (1)$$

где  $\delta A_\mu$  — вариация 4-потенциала фотона,  $\partial_\mu \Lambda$  — производная от произвольной ф-ции  $\Lambda$  ( $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$ ,  $\mu = 0, 1, 2, 3$ ). На квантовом языке преобразования (1) меняет число т. и. скалярных и продольных фотонов в вакууме.

Н. т. особенно полезны в теориях с сильной связью, напр. в электродинамике адронов или  $\pi$ -мезонной физике, где точное вычисление амплитуд невозможно.

Исторически первой Н. т. явилась теорема Лоу (F. E. Low, 1954) о том, что первая поправка по частоте фотона к амплитуде испускания мягких фотонов может быть найдена модельно-независимым образом заменой  $p_\mu \rightarrow p_\mu - eA_\mu$  ( $e$  — электрич. заряд частицы,  $p_\mu$  —  $e$  4-импульс) в амплитуде *нерадич.* процесса (без испускания мягкого фотона). В частности, в случае рас-

своя заряд. Частицы на нейтральной с испусканием фотона малой частоты  $\omega$ , согласно теореме Лоу, амплитуда радиан. процесса  $\mathcal{M}_r$  (в членах  $\sim \omega^{-1}$  и  $\omega^0$ ) полностью определяется амплитудой радиан. процесса  $\mathcal{M}_{\text{упр}}$  (к-рая считается известной) и равна

$$\mathcal{M}_r = e\sqrt{4\pi} \left\{ \left[ \frac{p'_1 e}{p'_1 k} \right] - \left[ \frac{p_2 e}{p_1 k} \right] \right\} \mathcal{M}_{\text{упр}} + \left[ (e p_1) \left[ \frac{p_2 k}{p_1 k} \right] - (p_2 e) + \left( p'_1 e \left[ \frac{p_2 k}{p_1 k} \right] - (p'_2 e) \right) \right] \frac{\partial \mathcal{M}_{\text{упр}}}{\partial a}, \quad (2)$$

где  $p_1$ ,  $p'_1$  и  $p_2$ ,  $p'_2$  — соответственно 4-импульсы заряд. и нейтральных частиц до и после столкновения,  $k_\mu$ ,  $e_\mu$  — 4-импульс и поляризация фотона, круглые скобки означают скалярное произведение, напр.,  $(p'_1 e) \equiv \equiv (p'_1 e_\mu)$  (по повторяющемуся индексу  $\mu$  предполагается суммирование),  $s$  — инвариантная переменная:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2.$$

Поправки к соотношению (2), к-рые уже зависят от механизма радиан. процесса, составляют величину первого порядка по  $k_\mu$ .

Для л-мезонов наиб. известной Н. т. являются теорема Айлера (S. Adler, 1965) о том, что амплитуда испускания л-мезона затухает в пределе нулевого 4-импульса пиона. Точнее, это утверждение относится к неполюсной части амплитуды. Полюсная же часть, связанная с испусканием л-мезонов из внешних линий, должна быть учтена явно (аналог полюсных членов, т. е. первого слагаемого, в ф-ле (2)).

Позже было получено большое число Н. т. как для фотонов, так и для К-мезонов, гравитонов.

Лит.: Вайнштейн Я. А., Захаров В. И., Частичное сохранение аксиального тока и процессы с «мягкими» л-мезонами, «ФУФН», 1970, т. 100, с. 225; Ли Ф. и Ч. Е. М., Пи-и в е с к и Я. П., «Реликтовская инвариантная теория поля», ч. 2, М., 1971, гл. 15; Окумури Я. В., Лептон и кварки, 2 явл., М., 1990. В. И. Захаров.

**НИКЕЛЬ** (Niccolum), Ni, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов ат. номер 28, ат. масса 58,69. В природе представлен 5 стабильными изотопами:  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{61}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ . Наиб. распространены  $^{58}\text{Ni}$  (68,27%) и  $^{60}\text{Ni}$  (26,10%). Электронная конфигурация внеш. оболочек  $3s^2 3p^6 3d^8 4s^2$ . Энергия последовательной ионизации атома Н. равна соответственно 7,633, 18,15 и 36,46 эВ. Металл, радиус атома Ni 0,124 нм, радиус иона  $\text{Ni}^{2+}$  0,074 нм. Значение электроотрицательности 1,8.

В свободном виде — серебристо-белый пластичный металл. Известны 3 модификации Н.:  $\alpha$ -Ni (кубич. гранецентр. решётка) и существующие при особых условиях  $\beta$ -Ni (кубич. решётка) и  $\gamma$ -Ni (гексагональная решётка). Параметр решётки  $\alpha$ -Ni 0,35236 нм. Плотность очень чистого Н. 8,91 кг/дм<sup>3</sup>, технического Н. 8,7—8,84 кг/дм<sup>3</sup>,  $t_{\text{пл}} = 1455^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{кип}} = 2730$ — $2915^\circ\text{C}$  (по разным источникам). Теплота плавления 17,5 кДж/моль, теплота испарения 370 кДж/моль. Уд. теплоёмкость 450 Дж/кг·К (293К), теплопроводность 88,5 Вт/м·К (при 273—373 К), термич. коэф. линейного расширения  $13,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  (273 К), темп-ра Дебая 441—476 К, уд. электрич. сопротивление 0,0684 мкОм·М, работа выхода электронов 4,50 эВ. Ферромагнетик, точка Кюри 631 К. Козрицтивная сила 1,6 Э. Мн. сплавы Н. и не-к-рые его соединения также ферромагнитны.

Твёрдость Н. по Бринеллю (20°C): отожжённого 881 МПа, литого 600—800 МПа, ковального 1200—1500 МПа. Модуль нормальной упругости 196—210 ГПа, модуль сдвига 73 ГПа.

В соединениях проявляет степени окисления от +1 до +4 (наиб. характерна +2). Химически мало активен, в воздухе покрывается устойчивой оксидной плёнкой; устойчив к окислению при нагревании и к

воздействию щелочных растворов. Способен поглощать большие кол-ва  $\text{H}_2$  и СО.

Н. — компонент легиров. сталей и сплав. (жаростойких, сверхтвёрдых, антикоррозионных, магнитных и др.) сплавов, конструкт. материал для хим. аппаратуры, катализатор хим. процессов, материал электрол. аккумуляторов. Нанесение тонких слоёв Н. (никельирование) на поверхность стальных и др. изделий предохраняет их от коррозии. Магнитоэстр. свойства Н. используются при создании источников ультразвука. Сплав Н. с железом (пермаллой) обладает высокой магн. проницаемостью и используется в запоминающих устройствах ЭВМ, в радиотехнике, устройствах связи и т. д. С. С. Бертранос.

**НИЛЬСБОРИЙ** (Nilsbohrium), Ns, — искусственно полученный радиоактивный хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 105, относится к трансактиноидам. (Официальное назв. — элемент № 105, назв. «Н» не утверждено ИЮПАК.) Получен (1987) шесть изотопов:  $^{286}\text{Ns}$ ,  $^{287}\text{Ns}$ ,  $^{288}\text{Ns}$ ,  $^{289}\text{Ns}$ ,  $^{290}\text{Ns}$ ,  $^{291}\text{Ns}$ . Предполагаемая электронная конфигурация внеш. оболочек  $6s^2 2p^6 3d^7 5f^5$ . По хим. свойствам близок к Та, стенью окисления +5.

Первый нуклид  $^{281}\text{Ns}$  ( $\alpha$ -распад, спонтанное деление,  $T_{1/2} = 1,8$  с) синтезирован в 1970 Г. Н. Флёреном с сотрудниками при бомбардировке мишеней  $^{243}\text{Am}$  ядрами  $^{22}\text{Ne}$ ; предложенное им назв. элемента Н. (в честь Нильса Бора, N. Bohr) принято в СССР. Почти одновременно (неск. позднее) группа амер. учёных под руководством А. Гиорсо (A. Ghiorso) получила нуклид  $^{289}\text{Ns}$  ( $\alpha$ -радиоактивный,  $T_{1/2} = 1,52$  с) и предложила назвать 105-й элемент ганшем в честь О. Гана (O. Hahn); предложение также назв. «унилшестум» (т. е. 105-й). С. С. Бертранос.

**НИОБИЙ** (Niobium), Nb, — хим. элемент побочной подгруппы V группы периодич. системы элементов, ат. номер 41, ат. масса 92,9064. В природе представлен одним стабильным нуклидом  $^{93}\text{Nb}$ . Электронная конфигурация внеш. оболочек  $4s^2 3d^4 4f^4 5s^1$ . Энергии последовательных ионизаций равны 6,88, 13,90 и 28,4 эВ. Металлич. радиус 0,147 нм, радиус иона  $\text{Nb}^{4+}$  и  $\text{Nb}^{5+}$  соответственно, 0,077 и 0,069 нм. Значение электроотрицательности 1,6.

В свободном виде — серебристо-серый металл, решётка кубич. объёмноцентрированная, постоянная решётки  $a = 0,330021$  нм. Плотность 8,570 кг/дм<sup>3</sup>,  $t_{\text{пл}} = -2469^\circ\text{C}$  (по др. данным,  $2500^\circ\text{C}$ ),  $t_{\text{кип}}$  по разл. данным от 4760 до  $4927^\circ\text{C}$ . Теплота плавления 27,6 кДж/моль, теплота испарения 661 кДж/моль, темп-ра Дебая 223—276,2 К. Работа выхода электронов 3,99 эВ. Уд. электрич. сопротивление Н. чистой 99,9% составляет 0,15 мкОм·М (при 300 К), температурн. коэф. сопротивления  $3,95 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  (273—373 К). Темп-ра перехода на сверхпроводящее состояние 9,25 К. Парамагнетик, магн. восприимчивость  $2,20 \cdot 10^{-6}$  (при 298 К). Коэф. теплового линейного расширения  $7,08 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  (300 К), теплопроводность 53,2 Вт/м·К (при 373 К).

Модуль нормальной упругости при растяжении 110 ГПа (293 К), модуль сдвига 37,5 ГПа, твёрдость по Бринеллю (293 К) — отожжённого листа 735 МПа, литого 750 МПа.

В хим. соединениях проявляет степени окисления от +1 до +5 (наиб. характерна +5). При комнатной темп-ре металла Н. устойчив к воздействию воздуха и кислот (кроме плавиковой). Способен поглощать (особенно в порошкообразном состоянии)  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$ .

Н. входит в состав сплавов, являющихся жаропрочными и конструкт. материалами для реакторостроения, хим. промышленности и др. областей. Используется для легирования сталей (ферроний) и сплавов цветных металлов. Входит в состав сверхпроводящих сплавов (с оловом  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ , германием  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  и др.). Как химически стойкий материал служит для изготовления теплообменников, конденсаторов и др. В качестве ра-

диоакт. индикатора наиб. значение имеет  $\beta$ -радиоактивный  $^{95}\text{Nb}$  ( $T_{1/2} = 35,0$  сут), образующийся при  $\beta$ -распаде  $^{95}\text{Zr}$  — продукта деления в ядерных реакторах. С. С. Бердосов.

**НИТ** (от лат. *niteo* — блему, сверкаю) (нит, нл) — прежне наименование единицы яркости — кandelлы на квадратный метр; в СИ применение этого наименования не предусмотрено.

**НИТЕВИДНЫЕ КРИСТАЛЛЫ** — микроскопич. монокристаллы с очень большим ( $\geq 10$ ) отношением длины  $l$  к диаметру  $d$  (шир  $l$  от  $\sim 10$  мкм до 10 мм, типично  $\sim 1$  мм;  $d$  от  $\sim 0,01$  мкм до 100 мкм, типично  $\sim 1$  мкм). Обычно Н. к. имеют изометричное (шестиугольное, квадратное и т. д.) сечение. Им родственны ленточные кристаллы, у к-рых одно из измерений по крайней мере на порядок меньше двух остальных (толщина от  $\sim 0,1$  мкм до  $\sim 100$  мкм, типично  $\sim 10$  мкм), в то время как два других лежат в интервале от  $\sim 10$  мкм до  $\sim 10$  мм (типично  $\sim 1$  мм).

Кроме монокристаллич. Н. к. встречаются поликристаллические и аморфные — их чаще наз. волокнами или нитями. Им родственны также др. кристаллич. тела: дендриты, сферолиты (см. *Кристаллизация*).

Сильно анизотропная форма Н. к. с одной стороны, является следствием либо специфич. механизмов и кинетики их образования (роста), либо сильной анизотропии внутр. структуры данного материала; с др. стороны, эта форма обуславливает ряд уникальных физ. свойств Н. к.

Н. к. могут расти из разных сред: из газовой (паровой) фазы, раствора, твёрдой фазы. Наиб. типичен рост Н. к. из газовой фазы. Напр., Н. к. Si растут при реакции  $\text{SiCl}_4 + 2\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{Si} + 4\text{HCl}$ . При этом механизм их роста в длину происходит, как правило, по схеме пар — жидкость — кристалл. На вершине растущего кристалла находится капля раствора кристаллизующего вещества (в данном случае Si) в к.-л. др. веществе (напр., Au). Эта капля играет роль катализатора роста: термодинамически возможная, но кинетически заторможенная реакция протекает преим. на поверхности капли раствора, создавая в ней необходимое пересыщение. Атомы диффундируют сквозь каплю и осаждаются на границе жидкость — кристалл, а капля отодвигается, оставаясь всё время на вершине Н. к. и почти не изменяясь в размерах. В итоге Н. к. растут лишь на тех участках подложки, на к-рых был растворитель (рис. 1). Такой механизм объясняет мн. особенности роста Н. к. (в т. ч. роль примесей, к-рые

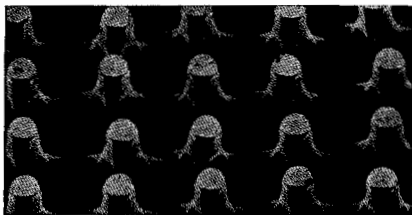


Рис. 2. Регулярная система нитевидных кристаллов Si на подложке с регулярной системой частиц металла ( $\times 1000$ ).

Механизмы роста Н. к. из др. сред менее ясны. Из растворов Н. к. лучше растут на пористых подложках, выталкиваясь от основания сквозь поры, вероятно, под действием т. н. кристаллизац. давления. В др. случаях росту Н. к. из растворов способствуют динноэпитечные (напр., органические) молекулы, к-рые, возможно, адсорбируются на боковых гранях и тормозят рост во всех направлениях, кроме одного. Сравнительно легко Н. к. растут в гелях и из электролитич. растворов.

Механизмы роста Н. к. из твёрдой фазы различны. Чаще всего их рост наблюдается на плёнках легкоплавких металлов и сплавов, нанесённых на разные подложки, и походит на экструзию под действием механич. напряжений в системе плёнка — подложка. Н. к. образуются также в процессе коррозии металлов или при электропереносе в твёрдой фазе.

Ленточные (пластинчатые), а также нолье (трубчатые) Н. к. чаще всего образуются из газовой фазы. В механизме их формирования пока много неясного. В их образовании часто большую роль играют разл. несовершенства — дислокации (особенно винтовые), дефекты упаковки, микродвойники и др. *дефекты*.

Изоженные механизмы и примеры характерны для случаев, когда данный кристалл относится к т. н. высокосимметричным сигниониям, а потому его равновесные формы изометричны. В случае низших сигнионий (триклинной, моноклинной и др.) собственная внутр. структура кристаллов такова, что их равновесная форма, как и близкие ей формы роста, анизотропна, а потому кристаллы растут, как правило, в виде Н. к., а также лент, пластинок и т. д. К этой категории относятся мн. природные кристаллы (силикаты, сульфосили и др.).

Специфич. (квазиодномерная) форма Н. к. и их малые размеры (по крайней мере, в одном измерении) делают их удобными объектами для изучения ряда физ. эффектов при кристаллизации. Так, на них легко наблюдается т. н. эффект Гиббса — Томсона (зависимость равновесного давления пара над кристаллич. частицей от её размеров), проверяются закономерности поверхностной диффузии, обнаружена радиальная периодич. неустойчивость, обусловленная, вероятно, автоколебат. явлениями в росте кристаллов (рис. 3).

Среди уникальных физ. свойств Н. к. выделяется их исключительно высокая механич. прочность, превышающая прочност. массивных монокристаллов в  $10^2$ — $10^8$  раз и приближающаяся к теоретической. Здесь проявляется, в частности, раверный эффект: прочност. Н. к. резко возрастает при их диам.  $\leq 5$  мкм (рис. 4). Это объясняется тем, что при таких диаметрах Н. к., как правило, не содержат дислокаций и имеют весьма совершенную поверхность. По этой же причине, благодаря меньшему рассеянию носителей заряда на дефектах и поверхности, электропроводител. Н. к. относительно мало. Особенности Н. к. состоят также в том, что Н. к. ферромагнетиков и сегнетоэлектриков, как правило, представляют собой моновомеры.

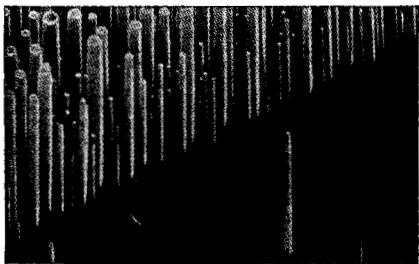


Рис. 1. Нитевидные кристаллы Si на участке монокристаллической подложки Si, предварительно покрытой частицами металла Au, инициирующими их рост ( $\times 3000$ ).

инициируют их рост) и позволяет создавать методы их управляемого выращивания (рис. 2). Существенно, что при росте по такому механизму не нужны винтовые дислокации, роль к-рых сильно преувеличивалась в ранних теориях роста Н. к.

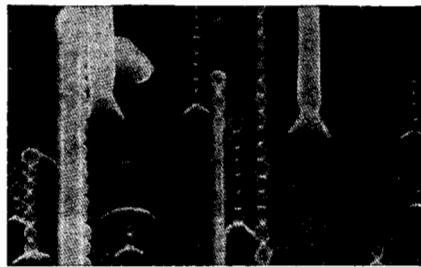


Рис. 3. Периодическая неустойчивость нитридных кристаллов Si субмикронных диаметров ( $\times 5000$ ).

На уникальных свойствах Н. к. основаны их применения. Сконструирован ряд приборов (миниатюрные термометры, датодатчики и датчики Холла, дозиметрические приборы и др.), в которых Н. к. составляют наиболее чувствительную часть. В электронике Н. к. используются как высокоэффективные автономные катоды (см. *Автоэлектронная эмиссия*). Высокая механическая прочность Н. к. позволяет осуществлять на них автономный микроскоп для сравнительно легкоплавких материалов, например полупроводни-

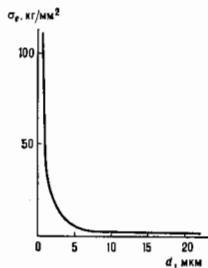


Рис. 4. Зависимость предела упругости  $\sigma_e$  у нитридных кристаллов NaCl от диаметра  $d$ .

ков. Н. к. применяются для создания высокопрочных композиционных материалов.

Лит.: Березкова Г. В., Нитридные кристаллы, М., 1969; Гиваргизов Е. И., Рост нитридных и пластинчатых кристаллов из пара, М., 1977. Е. И. Гиваргизов. НОБЕЛИИ (Nobelium), No. — искусственно полученный радиоактивный хим. элемент III группы периодической системы элементов ат. номер 102, относится к актиноидам. Официальное назв. элемент № 102, назв. «Н.» не утверждено ИЮПАК. Известны 9 изотопов Н. с массовыми числами 251—259, наиб. устойчивый  $^{259}\text{No}$  ( $T_{1/2} = 58$  мин), наиб. доступен для исследователей  $^{255}\text{No}$  ( $T_{1/2} = 3,1$  мин). Электронная конфигурация внеш. оболочек атома  $5f^2 5p^6 5d^5 4f^6 3d^9 7s^2$ . Энергия ионизации атома No 6,84 эВ. Радиус иона  $\text{No}^{2+}$  0,103 нм, иона  $\text{No}^{3+}$  0,091 нм. Возможные степени окисления в хим. соединениях +2 и +3.

О синтезе элемента № 102 впервые сообщила в 1957 международ. группа учёных, работавших в Стокгольме, к-рая назвала его в честь А. Нобеля (А. Nobel), однако в дальнейшем это открытие не подтвердилось. Первые надёжные сведения о синтезе изотопов элемента № 102 с массовыми числами 252—256 получены под руководством Г. Н. Файёрова (1963—66), предложенное сов. учёными название «эколотий».

С. С. Бердосов. **НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ** — звёзды, очень быстро увеличивающие свою светимость прилб. в  $10^4$  раз по сравнению с первичн. низкой светимостью. Увеличение блеска (вспышка) происходит за неск. дней. Характерное время спада блеска после его максимума порядка 10—20 дней у быстрых новых и 2—3 мес у медленных

Н. з. Падает блеск Н. з. большей частью немонотонно — происходит т. н. вторичные вспышки с уменьшающейся амплитудой. Возвращение Н. з. к её первичн. светимости занимает десятки лет.

Изменения блеска Н. з. сопровождаются изменениями в спектре. При нарастании блеска в спектре доминируют абсорбц. линии, смещённые в сторону коротких волн. Их смещение обусловлено движением формирующего спектр газа к наблюдателю со скоростями порядка 1000 км/с (т. е. *Доплера эффект*). Вблизи максимума блеска спектр Н. з. становится эмиссионным, причём ширины линий прилб. соответствуют удвоенной величине смещения абсорбц. линий. Постепенно спектр усложняется, в нём появляются линии более высокого возбуждения и (через 1—3 мес) т. н. небудяный спектр, характерный для газовых туманностей. Через неск. лет вокруг вспышавшей Н. з. наблюдается оболочка (туманность), расширяющаяся прилб. со скоростью, соответствующей доплеровскому смещению абсорбц. линий при усилении блеска. Масса туманности  $\sim 10^{-4} M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  — масса Солнца). Изучение туманности постепенно ослабевает, и составленный её газ смешивается с межзвёздной средой. Т. о. данные наблюдений приводят к выводу о сырье со звёзды при вспышке её внеш. слоёв, образующих быстро расширяющуюся оболочку.

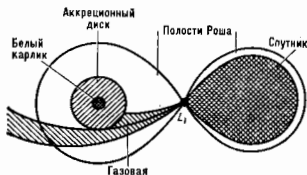
За год в Галактике фиксируется неск. вспышек Н. з. Все наблюдаемые вспышки происходят в объёме неск.  $\text{кпк}^3$  вблизи Солнца. Более далёкие Н. з. остаются незамеченными — гл. обр. вследствие *межзвёздного положения* света. Частота вспышек Н. з. в Галактике  $\sim 100$ —200 в год. Т. к. общее число вспышек за время жизни Галактики во много раз превышает полное кол-во звёзд в ней, то процесс вспышки Н. з. должен быть рекуррентным: одна и та же звезда вспыхивает много раз, интервал между последов. вспышками  $\sim 10^3$  лет или больше. Т. н. в о т о р и ч е с к и е Н. з. испытывают вспышки с амплитудой изменения блеска, на два порядка меньшей, чем у обычных Н. з., и соответствуют с меньшей массой сбрасываемой оболочке. Интервал между последов. вспышками повторных Н. з. составляет 10—30 лет. К Н. з. примыкают карликовые новые (или повторно обн. в т и а У Б л а з и ц е в). У такой звезды блеск при вспышке увеличивается в десятки раз и остаётся таким в течение 1—10 дней, интервал между вспышками 10—100 дней. По фотометрич. и спектральным особенностям вспышки карликовых новых не похожи на вспышки Н. з. и, по-видимому, обусловлены др. механизмом.

По наблюдениям ряда вспыхивавших Н. з. установлено, что вспышки происходят в одном из компонентов тесной двойной системы (ТДС) (см. *Тесные двойные звёзды*). Такие системы содержат в качестве гл. звёзд белый карлик (БК), а спутник является звездой позднего *спектрального класса* малой светимости (красным карликом). Период обращения в тех ТДС, где происходили вспышки Н. з., составляет неск. часов, соответственно характерный размер системы порядка  $10^{11}$  см. Эти данные послужили основой для выяснения причины вспышек Н. з. и их рекуррентности. Если красный карлик заполняет свою *полюсть Роша*, то его вещество, попав в точку Лагранжа  $L_1$  (рис.), при малом возмущении скорости может попасть внутрь полости Роша БК и при надлежащих условиях присоединиться к нему. Часть вещества, теремого красным карликом, может и не быть аккрецирована БК, а будет потеряна системой и образует уплотнённую оболочку в орбитальной плоскости системы. Перекачаемое на БК вещество образует аккрец. диск (см. *Акреция*), и постепенно на его поверхности нарастает слой, содержащий большое кол-во водорода. При достаточно большой массе аккрециров. вещества плотность в нём возрастает настолько, что начинаются термоядерные реакции. Как показали расчёты, неустойчивость развивается очень быстро. В образующемся в периферийных областях БК слоевом источнике энергии достигается темп-ра  $\sim 10^8$  К и боль-



ше. При столь высоких темп-рах преобладающими являются ядерные реакции с участием C, N, O (см. *Углеродно-азотный цикл*). Развивающаяся в слое конвекция обеспечивает поступление в слоевую источник этих элементов из более вшш. слоёв. Кинетика ядерных реакций в слоевом источнике зависит от светимости БК, содержания тяжёлых элементов в аккредируемом газе и от особенностей переноса энергии в оболочке звезды. В одних условиях возникающая тепловая волна может привести к образованию ударной волны, срывающей наружные части оболочки, в других всё может ограничиться режимом повышения темп-ры в разогреваемом слое и менее бурным отделением от звезды части захваченного ею газа. Возможно, что т. н. медленные Н. з. (типичной является Новая Геркулеса 1934) возникают вторым из указанных способов.

Отрывающаяся от звезды гл. оболочка, вначале непрозрачная для излучения, по мере расширения уменьшает свою оптич. толщину т. к. к моменту максимума блеска величина  $\tau \lesssim 1$ , вследствие чего её внутр. слои становятся доступными для наблюдения. В это время спектр Н. з., вначале соответствовавший классам А или F, сильно изменяется. В оболочке при  $\tau < 1$  формируются широкие эмиссионные линии на фоне



Сечение критической аккреционной поверхности орбитальной плоскости тесной двойной системы и схематическое представление перетекания газа от спутника через точку  $L_1$ .

сравнительно слабого континуума (непрерывного спектра). Осн. долю наблюдаемого после максимума излучения Н. з. в непрерывном спектре обеспечивает протинённая оболочка, образуемая горячим газом, истекающим из звезды вслед за оторванным вшш. слоём. Скорости движения этого газа в 1,5—2 раза больше, чем у гл. оболочки, а линейчатый спектр содержит линии He II, O III, N V и т. п. Движение гл. оболочки ускорится догоняющим её выброшенным газом, а сама она при этом деформируется и приобретает в ряде случаев ключеватую структуру.

Околозвездная оболочка, образованная веществом, потерянным системой до вспышки, имеет радиус  $\approx 10^3 R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  — радиус Солнца) и массу  $\approx 10^{-4} M_{\odot}$ , сравнимую с массой гл. оболочки. При своём расширении гл. оболочка замечает вещество околозвездной оболочки, и таким путём в ней образуется кольцеобразная структура — «экваториальный пояс». Подобные детали видны в туманностях, возникших при вспышках Н. з. (Новая Орла 1918, Новая Геркулеса 1934 и др.). Др. элементом гл. оболочки являются «полярные шапки» — конденсация газа в полярных областях, образовавшаяся, возможно, в результате взаимодействия выброшенного газа со спутником или под влиянием магн. поля БК.

У вспышек Н. з. при вспышке наблюдалась сильное ИК-излучение с планковским спектром, причём его интенсивность мало меняется в течение 2—3 мес. Т. о., в оболочках Н. з. может содержаться значит. кол-во нывыхлых частиц, происхождение к-рых пока остаётся невыясненным.

Описание механизма вспышки Н. з. позволяет понять, почему вспышки повторяются. Перетекание газа от спутника на БК наиболее происходит непрерывно с

интенсивностью  $10^7$ — $10^8 M_{\odot}/\text{год}$ , а при вспышке сбрасывается масса порядка  $10^{-4} M_{\odot}$ . Соответственно, вспышки могут происходить каждые несколько тысяч лет. У повторных новых масса оболочки на 2—3 порядка меньше, чем у обычных Н. з., и вспышки повторяются через неск. десятков лет. Причины различий между обычными Н. з. и повторными во многом не установлены.

Вспышки карликовых новых не сопровождаются сбросом оболочки. Они, по-видимому, стимулируются усилением перетекания газа на БК и проявляются в увеличении светимости аккрец. диска.

В результате вспышки Н. з. в межзвездную среду поступают вещество и энергия. Роль поступающего от Н. з. газа в общем балансе массы межзвездной среды не очень существенна — они дают менее 1% всего притока массы, но могут обогащать межзвездный газ такими изотопами, как  $^7\text{Li}$ ,  $^{10}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ . Поступление энергии и Галактику от Н. з. в различных её видах может достигать  $10^{48}$  эрг/год, т. е. столько же, сколько дают сверхновые звёзды.

Лит.: Звучиновые звезды, под ред. А. А. Воржучка, Р. Е. Гершберга, М., 1970; Горбачук и В. Г. Ноголодильные и новые звезды, М., 1974; Galiaffer J. S., Sargentfield S., Theory and observations of classical nova, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1978, v. 16, p. 171.

В. Г. Горбачук.

**НОРМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ** — см. в ст. *Дисперсия света*.

**НОРМАЛЬНОЕ ПРОИЗВЕДЕНИЕ операторов** в квантовой И теории — запись прозведения операторов в виде, когда все операторы рождения стоят слева от всех операторов уничтожения. Н. н. возникает в методе вторичного квантования, при этом предполагается, что любой оператор представим в виде полинома по операторам рождения и уничтожения. Отличит. свойство Н. п. — равенство нулю вакуумного среднего от любого оператора, записанного в виде Н. п. и не содержащего слагаемого, кратного единичному оператору. Н. п. было введено Дж. К. Уиком (G. C. Wick) в 1950 для того, чтобы включить в квантовой теории поля (КТП) формальные бесконечные величины типа энергии и заряда вакуумного состояния. Понятие Н. п. оказывается основным при решении многих фундам. вопросов КТП, таких, как вывод фейнмановской диаграммной техники (см. *Фейнмана диаграммы*), установление связи между операторным формализмом и формальным функциональным интегралом, при построении аксиоматической квантовой теории поля и т. п.

Н. п. операторов  $A_1, \dots, A_n$  обозначается символом  $:A_1 \dots A_n:$ . Все свойства обычного произведения (линейность и т. д.) остаются и для Н. п., к-рое, кроме того, обладает свойством переставочности операторов под знаком Н. п., при этом операторы, подчиняющиеся Бозе — Эйнштейна статистике, оказываются переставочными, а подчиняющиеся Ферми — Дирака статистике — антипереставочными.

Все динамич. величины, зависящие от операторов с одинаковыми аргументами (лагранжева, тензор энергии-импульса, заряд и т. д.), во вторично-квантованной теории записываются в форме Н. п. Напр., оператор числа частиц для свободного скалярного поля  $\phi(x)$ , удовлетворяющего Клейна — Гордона уравнению, в терминах операторов рождения  $\phi_k^+$  и уничтожения  $\phi_k^-$  частиц с импульсом  $k$  имеет вид

$$N = \frac{1}{2} \int dk : (\phi_k^+ \phi_k^- + \phi_k^- \phi_k^+) : = \int dk \phi_k^+ \phi_k^-.$$

Для вакуумного ср. оператора  $N$  получим  $\langle N \rangle_0 = \langle 0 | N | 0 \rangle = 0$ , т. к.  $\langle \phi_k | 0 \rangle = 0$ . Если бы  $N$  не был представлен в виде Н. п., то выражение в скобках, возникающее из принципа соответствия с классич. теорией (см. *Соответствия принцип*), привело бы к  $\langle N \rangle_0$ , пропорциональному расходящемуся интегралу. Это типичный пример перестройки прозведения в формализме Н. п. для операторов, подчиняющихся статис-

тике Бозе — Эйнштейна. В случае фермионов выражение в скобках имеет вид  $a_{k_1}^+ a_{k_2}^+ \dots a_{k_s}^+ a_{k_s} a_{k_{s-1}} \dots a_{k_1}$  ( $s$  — спиновая переменная), и для получения правильного оператора  $N$ , суммирующего все фермионные состояния, операторы рождения ( $a^+$ ) и уничтожения ( $a^-$ ) фермионов должны антикоммутировать под знаком  $N$  п. (перта над оператором означает дираковское сопряжение). Это — утверждение теоремы о связи спина и статистики (Паули теорема), вытекающей из принципа соответствия и формализма Н. п.

Для вычислений в квантовой теории поля необходимо установить связь Н. п. с обычным произведением и хронологическим произведением. Эту связь устанавливает Вика теорема. Определим спаривание двух линейных по операторам рождения и уничтожения операторов (соответственно хронологич. спаривание), обозначаемое  $\overline{A_1 A_2}$ , как вакуумное среднее от обычного произведения (хронологич. произведения). Спаривание даётся соответствующей перестановочной функцией. Для Н. п. двух линейных операторов получим

$$A_1(x)A_2(y) = \overline{A_1(x)A_2(y)} + \overline{A_1(x)A_2(y)}$$

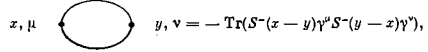
( $x, y$  — точки пространства-времени). В общем случае справедлива след. теорема Вика: обычное (хронологическое) произведение  $n$  линейных операторов равно сумме Н. п. со всеми возможными спариваниями (хронологич. спариваниями), включая и Н. п. без спариваний. Личнейность Н. п. гарантирует то, что спаривание выносятся за знак Н. п.

При разложении действия в ряд теории возмущений возникает задача представить в виде Н. п. произведение операторов (напр., лагранжиано взаимодействия), к-рые сами уже приведены к форме Н. п. Соответствующая теорема Вика утверждает, что такое произведение равно сумме всех соответствующих Н. п. со спариваниями, из числа к-рых исключены спаривания между линейными операторами, находящимися в первонач. произведении под знаком одного Н. п.

Представляя процедуру нормального упорядочения графически, получим фейнмановскую диаграммную технику, сопоставив каждому спариванию  $\overline{A(x)A(y)}$  линию, соединяющую точки  $x$  и  $y$ . Найдём, напр., в квантовой электродинамике вакуумное среднее от произведения двух операторов *электромагнитного тока*:

$$\langle 0 | \overline{\psi(x)\gamma^\mu\psi(x)} : \overline{\psi(y)\gamma^\nu\psi(y)} : | 0 \rangle = \overline{\psi(x)\gamma^\mu\psi(x)\psi(y)\gamma^\nu\psi(y)}$$

(здесь  $\overline{\psi(x)\gamma^\mu\psi(x)}$  — оператор спинорного поля,  $\gamma^\mu$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) — Дирака матрицы). Графически последнее выражение даётся диаграммой



где  $S^-(x-y)$  — перестановочная ф-ция для поля электрона.

Понятие Н. п. позволяет установить связь между операторным формализмом и формализмом функционального интеграла. Для систем с одной степенью свободы каждому вектору Фока пространства  $f(a^+)|0\rangle$  ставится в соответствие *аналитическая функция*  $f(a^*)$  числового аргумента  $a^*$  (\* — знак комплексного сопряжения). Оператор уничтожения в таком голоморфном представлении есть оператор дифференцирования по  $a^*$ , а произвольному оператору  $A$  соответствует интегральный оператор с ядром  $A^*(a^*, a)$ . Действие оператора  $A$  на вектор  $f$ , скалярное произведение двух векторов, произведение операторов  $A_1, A_2$  описываются соответствующими свёртками с гауссовой мерой интегрирования:

$$a\mu_a = \exp(-\alpha a^*) (2\pi i)^{-1} d\alpha^* da.$$

Для ядра произведения двух операторов имеем

$$(A_1 A_2)(a^*, a) = \int A_1(a^*, \alpha) A_2(\alpha, a) d\mu_\alpha.$$

Поставим в соответствие оператору  $A$ , заданному в виде Н. п.:  $A = \sum_{n,m} K_{n,m}(a^*)^n (a^-)^m$ , функцию  $K(a^*, a) = \sum_{n,m} K_{n,m}(a^*)^n a^m$ . Тогда ядро оператора  $A$  связано с  $K(a^*, a)$  соотношением

$$A(a^*, a) = \exp(a^* a^-) K(a^*, a).$$

Рассмотрим оператор эволюции  $U(\Delta t) = \exp(-iH\Delta t)$ , где  $H = :H(a^*, a^-):$ . Его ядро для малых  $\Delta t$

$$U(\Delta t; a^*, a) = \exp\{a^* a^- - ih(a^*, a^-)\Delta t\};$$

для конечного интервала  $t' - t'' = N\Delta t$  следует взять свёртку  $N$  таких ядер. При этом из первого члена и меры интегрирования возникнет сумма

$$\sum_{i=1}^{N-1} (a_{i+1}^* - a_i^*) a_i + a_1^* a_0,$$

и после симметризации по  $a^* = a_N$  и  $a = a_0$  в формальном пределе  $\Delta t \rightarrow 0, N \rightarrow \infty$  получим

$$U(t' - t'; a^*, a) = \exp\left\{\frac{1}{2} [a^*(t') a(t') + a^*(t) a(t)] + i \int_t^{t'} \left[ \frac{1}{2i} (a^* a^- - a^- a^*) - h(a^*, a^-) \right] dt\right\} \prod_i \frac{da_i^* da_i}{2\pi i}.$$

Это выражение и есть ф-ла для оператора эволюции, возникающая в методе функционального интеграла.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 1 изд., М., 1984; Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию надбрючных полей, 2 изд., М., 1988; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1980; Глиэм Д., Джаффе А., Математические методы квантовой физики. Подход с использованием функциональных интегралов, пер. с англ., М., 1984. Л. О. Чехов.

**НОРМАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ** — то же, что Гаусса распределение.

**НОРМАЛЬНОЕ УСКОРЕНИЕ** (центростремительное ускорение) — составляющая ускорения точки при криволинейном движении, направленная по гл. нормали к траектории в сторону центра кривизны. Численно  $N$  у. равно  $v^2/\rho$ , где  $v$  — скорость точки,  $\rho$  — радиус кривизны траектории. При движении по окружности  $N$  у. может вычисляться по ф-ле  $R\omega^2$ , где  $R$  — радиус окружности,  $\omega$  — угл. скорость вращения этого радиуса.

При прямолинейном движении  $N$  у. равно нулю. **НОРМАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ** (собственные волны) — бегущие гармонич. волны в линейной динамической системе с пост. параметрами, в к-рой можно пренебречь поглощением и рассеянием энергии. Н. в. являются обобщением понятия *нормальных колебаний* на открытые области пространства и незамкнутые волноводные системы, в т. ч. на однородные и неоднородные безграничные среды, разл. типы волноводов и волновых каналов, струны, стержни, замедляющие системы, цепочки связанных осцилляторов и др.

Совокупность  $N$  в. обладает след. свойствами. 1. Каждая  $N$  в. является свободным (без стороннего воздействия) движением системы и может быть возбуждена независимо от других  $N$  в. след. выбором нач. условий. 2. Произвольный волновой процесс в системе без источников может быть однозначно представлен в виде суперпозиции  $N$  в. 3. Спектр частот  $N$  в. является сплошным, реальные процессы могут быть представлены в виде интегральных сумм  $N$  в.

Понятие  $N$  в. применяется и к системам конечной протяжённости, где, однако, их следует рассматривать как вынужденные движения, возбуждаемые гармонич. источниками, распределёнными вне области наблюдения, а совокупность  $N$  в. должна быть дополнена спариваниями.

дающими от источников «близкими» полями. В *объёмных резонаторах* в диапазоне высочайших частот допустимо описание процессов в виде суперпозиций как нормальных колебаний с дискретным спектром, так и Н. в. со сплошным спектром. Такой дуализм динамики поведения свойств физ. объектов, включая природные каналы *внутренних волн*, волн дугами в океане, сейсмич. волн в земной коре, радиоканал Земля — ионосфера и др.

В набр. простом случае сред и волноводных систем, параметры к-рых не меняются вдоль нек-рого направления (напр., вдоль оси  $z$ ), Н. в. спускоидальны не только во времени, но и в пространстве и обладают неизменной поперечной структурой:  $a_1 = A_1(r_1, \omega) \cos(\omega t - k_2 z)$ , где  $\omega$  — циклич. частота,  $k_2$  — продольное волновое число (с ним связаны продольная длина волны  $\lambda_z = 2\pi/k_2$  и фазовая скорость  $v_{\Phi} = \omega/k_2$ ),  $A_1$  — амплитудное распределение одной из компонент волнового поля, зависящее только от поперечных к оси  $z$  координат  $r$ .

Связь между  $\omega$  и  $k_2$  определяет дисперсионные свойства Н. в. и, как правило, является неоднозначной — одному значению  $k_2$  соответствует набор Н. в. с разными частотами. Н. в., частоты и волновые числа к-рых принадлежат отд. непрерывной дисперсионной ветви многозначной ф-ции  $\omega = \omega(k_2)$ , относятся к одной нормальной моде системы (или просто моде). Моды различаются либо амплитудными и поляризац. структурами полей, либо фаз. природой процессов. В случаях вырождения одной дисперсионной ветви соответствует неск. линейно независимых мод, их число наз. кратностью вырождения. Возможны также вырождения Н. в. при фиксир. значениях  $\omega$  и  $k_2$ , соответствующих точкам пересечения или касания дисперсионных ветвей.

Одно из набр. важных свойств разложей полей по Н. в. заключается в распространении принципа суперпозиции на нек-рые энергетич. характеристики движения. Так, в произвольном гармонич. процессе (представляющем сложную картину пространств. биений Н. в. с одинаковыми частотами, но разными динамики волн) полный поток энергии (усреднённый по периоду  $T = 2\pi/\omega$ ) равен сумме парциальных потоков энергии отд. Н. в. Волновые пакеты при своём распространении разбиваются на пакеты, объединяющие Н. в. одной моды; при этом полная энергия процесса равна сумме энергий одноמודовых пакетов. Понятие групповой скорости ( $v_{гр}^n = \partial\omega/\partial k_2$ ) может быть введено только для одноמודовых волновых пакетов.

В однородных безграничных средах Н. в. принято наз. однородные плоские волны, распространяющиеся в произвольных направлениях. В изотропных средах волновое число  $k_0$  не зависит от направления распространения, а поляризация поперечных волн может быть произвольной (двукратное поляризац. вырождение). В анизотропных и гиротропных средах  $k_0$  зависит от направления распространения, а поляризац. вырождение снимается (соответственно различают обыкновенные и необыкновенные Н. в.). На рис. 1 приведены дисперсионные ветви Н. в. в изотропной неэлектромигматич. плазме. Частотные спектры поперечных эл.-магн. и ленгмюровских волн ограничены сигналу электронной плазм. частотой  $\omega_{pe}$ , спектр ионно-акустических волн ограничен сверху ионной плазм. частотой  $\omega_{pi}$ ; значения частот и волновых чисел, ограничивающих дисперсионную ветвь, наз. критическими для данной моды.

В экранир. волноводных системах (металлич. радиоволноводы, акустич. трубы, уругие пластинки, звуковые каналы в водоемах с твёрдым дном и т. д.) существует бесконечное счётное множество мод, поля к-рых локализованы в поперечных сечениях отражающими границами (экраниями). Структура мод определяется формой поперечных двумерных нормальных колебаний ( $k_z = 0, \partial/\partial z = 0$ ), а критич. частоты мод — свойств. частотами этих колебаний  $\omega_n, n = 1, 2, \dots$

(рис. 2). При  $\omega < \omega_n$  данной моде соответствуют аксоненциально спадающие или нарастающие поля  $A_n(r_1) \cos \omega t \exp(\mp k_2 z)$ , каждое из к-рых, взятое в отдельности, не может переносить энергию. Однако комбинация сдвинутых по фазе спадающих и растущих полей

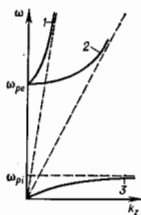


Рис. 1. Дисперсия нормальных волн в изотропной неэлектромигматич. плазме: 1 — поперечные электромагнитные волны; 2 — ленгмюровские волны; 3 — ионно-акустические волны.

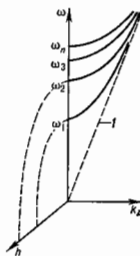


Рис. 2. Дисперсия нормальных волн в экранированных системах: 1 — квазистатическая мода;  $h$  — диаметр дисперсионно-звонковой волны; 2 — ионно-акустическая мода.

определяют «просачивание» энергии через закрыт. область, где волны распространяться не могут, — т. н. туннельный эффект.

В волноводах с однородным заполнением фазовые  $v_{\Phi}^n$  и групповые  $v_{гр}^n$  скорости Н. в. в однородных плоских волн в среде заполнения  $v_{\Phi}^0, v_{гр}^0$  связаны универсальным соотношением

$$v_{\Phi}^{(n)}(\omega) \cdot v_{гр}^{(n)}(\omega) = v_{\Phi}^{(0)}(\omega) \cdot v_{гр}^{(0)}(\omega).$$

В коротковолновом пределе диапазона ( $k_2 \rightarrow \infty$ ) дисперсионные ветви мод стремятся к общей асимптоте (асимптотич. вырождение), совпадающей с ветвью однородных волн в среде заполнения (пунктирная линия 1 на рис. 2). В акустич. трубах и неоднородных радиоволноводах (в коаксиальных и многожильных кабелях, а также в открытых длинных линиях) эта асимптота сама является одной из ветвей Н. в. системы — т. н. квазистатич. Н. в., существующих при  $\omega \rightarrow 0$  и при любой частоте имеющих статич. поперечную структуру (напр., электростатическую и магнитоэлектростатическую). В  $N$ -жильном кабеле квазистатич. моды  $N$ -кратно вырождены, что используется в системах многоканальной передачи информации.

В открытых волновых каналах поперечная локализация Н. в. происходит в результате *полюсного внутреннего отражения* либо на резких границах раздела сред (диэлектрич. волноводы, световоды), либо на плавных неоднородностях среды (звуковые каналы в океане и атмосфере, ионосферные радиоканалы, каналы внутр. волн в океане и др.). Совокупность локализованных (или захваченных) мод дискретна, но (в отличие от экранир. систем) не является полной. В волновых каналах существует сплошное множество т. н. незахваченных мод, не спадающих при  $r_1 \rightarrow \infty$ .

Предельным случаем волновых каналов являются резкие границы раздела сред, вдоль к-рых могут распространяться поверхностные Н. в.

Понятие Н. в. обобщается на продольно-попереч. структуры: гофриров. волноводы, замедляющие системы, цепочки четырёхпольников, среды с равномерным широм анизотропии (напр., жидкие кристаллы) и т. д.

Значение Н. в. в физике, технике, природе определяется их уникальной структурной устойчивостью по

отношению к малым, а также к медленным и плавным изменениям параметров системы. Это свойство допускает возможность довольно широкого (хотя и не вполне строгого) распространения понятия Н. в. на системы со слабыми потерями и нелинейными взаимодействиями, искривлённые, деформованные, заполненные неоднородной средой, на системы с флуктуациями параметров и шероховатостями краёв. Метод Н. в. (т. е. разложение полей по Н. в. модельных систем) применяется при изучении природных волновых явлений (эл.-магн., акустич., гидродинамич., сейсмич., плазм., гравитационных и т. д.) и при конструировании волно-проводных тех. устройств.

Лит.: Горелы Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Заварский В. Ю., Вычисление волновых полей в открытых областях и волноводах, М., 1972; Никольский В. В., Никольский Т. И., Зеркало динамика и распространение радиоволн, 3 изд., М., 1989.

М. А. Мильер, Г. В. Пермитин.  
**НОРМАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ** (нормальные моды) — собственные (свободные) гармонич. колебания линейных динамич. систем с пост. параметрами, в к-рых отсутствуют как потери, так и приток извне колебат. энергии. Каждое Н. к. характеризуется определ. значением частоты, с к-рой осциллируют все элементы системы, и формой — покривом, распределением амплитуд и фаз по элементам системы. Линейно независимые Н. к., отличающиеся формой, но имеющие одну и ту же частоту, наз. в р о з ж д е н н ы м и. Частоты Н. к. наз. собственными частотами системы.

В дискретных системах, состоящих из  $N$  связанных гармонич. осцилляторов (напр., механич. маятников, эл.-магн. колебат. контуров), число Н. к. равно  $N$ . В распределённых системах (струна, мембрана, резонатор) существует бесконечное, но счётное множество Н. к. Совокупность Н. к. обладает свойством полноты в том смысле, что произвольное свободное движение колебат. системы может быть представлено в виде суперпозиции Н. к.; при этом полная энергия движения распадается на сумму парциальных энергий, запасённых в каждом Н. к. Т. о., система ведёт себя так, как набор автономных объектов — независимых гармонич. осцилляторов, к-рые могут быть выбраны в качестве обобщённых нормальных координат, описывающих движение в целом. Однако в динамич. системах могут существовать и собств. движения, не сводящиеся к Н. к. (равномерные вращения, пост. ток и др.).

При внеш. возбуждении системы Н. к. в значит. мере определяют резонансные свойства системы, хотя, строго говоря, они перестают быть независимыми. Резонанс может возникнуть лишь в том случае, когда частота гармонич. внеш. воздействия близка к одной из собств. частот системы либо к их линейной комбинации, если внеш. воздействие меняет параметры системы (параметрический резонанс). При резонансном возбуждении системы вынужденное оказывается и распределение воздействия — макс. эффект достигается при соблюдении не только временного, но и «пространственного» синхронизма (см. Волны).

В линейных системах с переменными параметрами при выполнении определ. условий также возможно представление движений в виде суперпозиции Н. к., отличающихся, однако, от гармонических. Понятие Н. к. может быть приближённо распространено на системы, содержащие неконсервативные и нелинейные элементы, если их воздействие приводит к медленным изменениям амплитуд и фаз квазигармонич. Н. к. (в масштабе периода самих Н. к. или периода бешей между ними).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Горелы Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Краффорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984.

М. А. Мильер, Г. В. Пермитин.  
**НОРМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ** — 1) физ. условия, определяемые давлением  $p = 101\ 325$  Па (760 мм рт. ст., нормальная атмосфера) и темп-рой  $t = 273,15$  К ( $0^\circ$ С), при

к-рых молярный объём газа  $V_0 = 2,2414 \cdot 10^{-2}$  м<sup>3</sup>/моль. Нормальное ускорение свободного падения принимают равным  $g_0 = 9,80665$  м/с<sup>2</sup>. 2) Условия применения средств измерения, при к-рых влияющие на их показания величины (темп-ра, питающее напряжение и др.) имеют установленные (нормальные) значения или находятся в пределах нормальной области значений. Н. у. указываются на шкалах средств измерений, в стандартах на них, техн. описаниях и инструкциях к их использованию. Пределы допускаемых осн. погрешностей измерений устанавливаются для Н. у.

**НОРМАЛЬНЫЙ ТОН** — основной тон музыкальной настройки. За Н. т. принят звук «ля» первой октавы с частотой 440 Гц. Воспроизводится он эталонным камертоном. По Н. т. устанавливают музыкальный строй инструментов.

**НОРМЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ (НРБ)** — межведомств. документ, регламентирующий допустимые количеств. уровни воздействия ионизирующих излучений с учётом облучения человека извне и изнутри. В отличие от публикации Междунар. комиссии радиац. ашцти, к-рые имеют рекомендат. характер, базирующиеся на них НРБ в СССР носят законодат. характер. Первичными нормативами являются предельно допустимая доза (ПДД) облучения работающего персонала (категория А) и предел. дозы (ПД) облучения огранич. части населения (категория Б) (в единицах эквивалентной дозы) для различных, т. в. критич. органов человека и тела в целом. В порядке убывания радиочувствительности установлены три группы критич. органов, для к-рых существуют разл. предельные дозы (табл. 1).

Табл. 1. — Дозовые пределы, бар в год

Группа органов	ПДД	ПД
I	5	0,5
II	15	1,5
III	30	3

I группа — всё тело, голыди и красный костный мозг;  
II группа — мышцы, подкожная жировая ткань, явровая ткань, печень, почки, селезёнка, желудочно-кишечный тракт (ЖКТ), лёгкие, хрусталик глаза и др. органы (за исключением тех, к-рые относятся к III группе);  
III группа — кожный покров, костная ткань, кисти, предплечья, лодыжки и стопы.

Предельные дозы, установленные НРБ, не включают дозу, обусловленную естеств. радиац. фоном, и дозу, получаемую при медицинском обследовании и лечении. Вторичными нормативами являются дозы, допускаемые при проектировании средств радиац. контроля. Для категории А это — предельно допустимое годовое поступление радиоуклида через органы дыхания (ПДДА); допустимое содержание радиоуклида в критич. органе (ДСА); допустимая мощность дозы излучения (ДМДА); допустимая плотность потока (ДППА); допустимая концентрация радиоуклида в воздухе рабочей зоны (ДКА); допустимое загрязнение поверхности (ДЗА). Для категории Б — предел годового поступления радиоактивных веществ через органы дыхания и пищеварения (ПГПВ); допустимая концентрация радиоуклида в атм. воздухе и воде (ДКВ); допустимая мощность дозы (ДМДБ); допустимая плотность потока (ДППБ) (табл. 2).

В НРБ включены также предельно допустимые кол-ва радиоакт. инертных газов в воздухе и допустимые концентрации смеси радиоуклидов неизвестного (или частично известного) состава, а также допустимая плотность радиоакт. загрязнений разл. поверхностей (от кожных покровов человека до транспортных средств). Для большинства радиоуклидов все предельно допустимые дозы и концентрации рассчитаны исходя из равновесного их накопления в органах. При сохранении годового предельно допустимого поступления в течение всей профессиональной работы человека доза излучения за год в критич. органе не превысит значения предельно допустимой дозы за год. Для отд. долгоживущих радиоуклидов, не достигающих равню-

Табл. 2. — Значения допустимого содержания и поступления некоторых радионуклидов

Радионуклид, период полураспада $T_{1/2}$	Критич. орган	ДСА, мкКи	ППП, мкКи/год	ДКА, Ки/д	ПГП, мКи/год		ДКв, Ки/л	
					через органы дыхания	через органы пищеварения	в атмосферном воздухе	в воде
<sup>238</sup> U 28,35 лет	Всё тело	$1,2 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$4,0 \cdot 10^{-8}$
<sup>137</sup> Cs 5730 лет	Жировая ткань	$1,6 \cdot 10^3$	$8,7 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^{-9}$	$8,7 \cdot 10^3$	$6,6 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$8,2 \cdot 10^{-7}$
<sup>90</sup> Sr 50,5 сут	Кости Лёгкие ЖКТ	3,9 1,5 —	69 87 —	$2,8 \cdot 10^{-11}$	6,9 8,7 —	9,6 22 —	$9,4 \cdot 10^{-13}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$
<sup>90</sup> Sr 29,12 лет	Кости Лёгкие ЖКТ	2,0 0,76 —	2,9 14 —	$1,2 \cdot 10^{-10}$	0,29 1,4 —	0,32 28 —	$4,0 \cdot 10^{-14}$	$4,0 \cdot 10^{-10}$
<sup>137</sup> I 8,04 сут	Щитовидная железа Лёгкие ЖКТ	0,07 2,8 —	10 $8,0 \cdot 10^3$ $8,0 \cdot 10^3$	$4,2 \cdot 10^{-10}$	1 80 80	0,8 51 —	$1,5 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
<sup>137</sup> Cs 30 лет	Всё тело Печень Селезёнка Мышцы Лёгкие ЖКТ	33 3,5 0,34 14 2 —	$1,6 \cdot 10^3$ — — — 36 —	—	16 14 18 19 — —	— — — — — —	— — — — — —	$1,5 \cdot 10^{-8}$ — — — — —
<sup>226</sup> Ra 1600 лет	Кости Почки ЖКТ	0,051 0,0011 0,0038	0,37 35 0,062	—	$3,2 \cdot 10^{-9}$ $3,3$ $6,2 \cdot 10^{-9}$	$4,3 \cdot 10^{-9}$ 4,6 —	— — $8,5 \cdot 10^{-10}$	$5,4 \cdot 10^{-11}$ — —
<sup>232</sup> Th $1,405 \cdot 10^{10}$ лет	Кости Почки Лёгкие ЖКТ	0,021 0,0029 0,0087 —	$2,5 \cdot 10^{-3}$ $7,7 \cdot 10^{-3}$ $1,2 \cdot 10^{-3}$ —	$1,0 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$ $6,2 \cdot 10^{-4}$ $1,2 \cdot 10^{-3}$ —	0,016 0,04 — —	$2,5 \cdot 10^{-17}$	$2,0 \cdot 10^{-11}$
U (естеств. смесь) $4,5 \cdot 10^3$ лет	Почки (хим. токсичность) Кости Лёгкие ЖКТ	$6,2 \cdot 10^{-4}$ 0,92 мг 0,024 36 мг 0,0067 13 мг — —	0,37 550 мг/год 0,74 1100 мг/год — 220 мг/год — —	—	— — — — — — — —	0,037 55 мг/год 0,074 110 мг/год 2800 мг/год — — —	0,05 — — — — — — —	$1,2 \cdot 10^{-9}$ 1,8 мг/л — — — — — —
<sup>239</sup> Pu $2,4065 \cdot 10^4$ лет	Кости Лёгкие ЖКТ	0,02 0,008 —	$2,1 \cdot 10^{-3}$ $4,7 \cdot 10^{-3}$ —	$9,0 \cdot 10^{-10}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$ $4,7 \cdot 10^{-3}$ —	1,8 — —	$3,0 \cdot 10^{-17}$	$2,2 \cdot 10^{-9}$

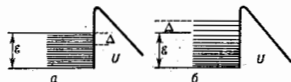
весного накопления в органе в течение жизни (<sup>226</sup>Ra, <sup>90</sup>Sr, <sup>232</sup>Th, <sup>239</sup>Pu и др.), значения доз и концентраций рассчитаны исходя из условия, чтобы пределы достигались лишь к концу профессиональной работы (50 лет для категории А) или всей жизни (70 лет для категории Б). Допустимые кол-ва короткоживущих радионуклидов азота, кислорода и углерода, не концентрирующихся в теле человека, рассчитаны исходя из внешнего β- и γ-облучения кожи.

Лит.: Нормы радиационной безопасности НРБ76/87, 3 изд., М., 1988.

**НОСИТЕЛИ ЗАРЯДА В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ** (носители тока) — подвижные частицы или квазичастицы, участвующие в процессах электропроводности. Перенос заряда в твёрдых телах может осуществляться движением электронов и дырок из частично заполненных зон (см. *Зонная теория*), ионов (*дислокации*), а также заряженных дефектов кристаллич. решётки — *вакансий*, межузельных атомов или примесей. Знак основных Н. а. в т. т. можно определить, напр., по знаку постоянной Холла (см. *Холла эффект*). Тип основных Н. а. в т. т. может меняться в зависимости от внеш. условий (напр., темп-ры) и предвосторной обработки (напр., облучения). В случае сильного электрон-фононного взаимодействия в электропроводах могут возникать вклад поларонов.

Лит. см. при ст. *Твёрдое тело*, *Полупроводники*, *Металлы*.  
**НОТТИНГЕМА ЭФФЕКТ** — выделение тепла на катоде при *автомлектронной эмиссии* и поглощение тепла при *термоэлектронной эмиссии*, обусловленные разницей между ср. энергией электронов, покидающих его. При автоэлектронной эмиссии (при низкой темп-ре; рис., а) распре-

деление электронов по энергиям практически не отличается от *ферми-распределения* при абс. нуле. Поэтому сквозз потенциал барьер  $U$  в вакуум уходит электроны, энергия к-рых несколько ниже *ферми-уровня* (на величину  $\sim \Delta\phi$ ). При этом происходит нагревание эмиттера за счёт электронов, приходящих из элек. цепи на освобождающиеся уровни. В случае термоэлектронной эмиссии (при высокой темп-ре) электроны уходят



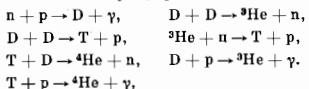
с уровней, лежащих выше уровня Ферми (рис., б). Заполнение этих уровней электронами, приходящими из цепи, приводит к охлаждению эмиттера. Открыт У. Б. Ноттингемом (W. B. Nottingham) в 1941.

Лит. см. при ст. *Атомэлектронная эмиссия*, *Термоэлектронная эмиссия*.

**НУКЛЕОСИНТЕЗ** (от лат. nucleus — ядро и греч. synthesis — соединение, составление) в природе — образование в ядрах *нуклеонных* реакций, происходящих на разл. стадиях эволюции вещества Вселенной, наблюдаемой *распространённости элементов* и их изотопов. Проблема Н. — это проблема происхождения хим. элементов. Н. можно разделить на три гл. стадии: космологич. Н., синтез ядер в звёздах и во взрывах звёзд, Н. под действием космич. лучей.

Космологич. Н. — это синтез ядер на раннем этапе (до образования звёзд) эволюции вещества во Вселен-

пой. Согласно горячей Вселенной теории, атомные ядра, более сложные и тяжёлые, чем протон, стали образовываться через  $\approx 100$  с после начала расширения Вселенной, когда в достаточно горячем веществе, содержащем протоны и нейтроны, при темп-ре  $T \sim 10^9$  К начали протекать термоядерные реакции синтеза самых лёгких элементов — дейтерия, трития и гелия:

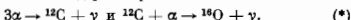


Стандартная горячая модель хорошо объясняет наблюдаемое обилие (относит. содержание) первичного (т. е. возникшего на этом этапе эволюции Вселенной)  ${}^4He$  в астрофиз. объектах ( $\approx 22\%$  по массе). Однако образование более тяжёлых ядер на ранней стадии расширяющейся Вселенной становится невозможным, т. к. уменьшение темп-ры и плотности вещества ограничивает реакции синтеза и не позволяет преодолеть т. н. щели в спектре масс атомных ядер при массовых числах  $A = 5$  и 8, обусловленные отсутствием в природе стабильных нуклидов  ${}^4He$ ,  ${}^8Li$ ,  ${}^8Be$ . Образование следующих за гелием элементов связано с более поздними этапами эволюции Вселенной.

Большинство известных хим. элементов возникло через миллиарды лет после начала расширения Вселенной — в эпоху существования звёзд, галактик и космич. лучей. Происхождение дейтерия, лития, бериллия, бора в общей проблеме Н. представляет самостоятел. интерес, т. к. эти элементы легко разрушаются в термоядерных реакциях (их равновесные концентрации малы), и поэтому их эфф. «производство» возможно лишь в неравновесных процессах. Такие неравновесные процессы предполагаются в рамках нек-рых моделей космолитч. Н., напр. образование дейтерия в реакции  ${}^4He$  с антипротонами:  $p + {}^4He \rightarrow D + p$ . Однако наиб. распространённым является представление о динамичном образовании лёгких элементов с помощью реакций скапливания при взаимодействии галактич. космических лучей с межзвёздной средой: быстрые протоны и альфа-частицы в составе космич. лучей бомбардируют ядра тяжёлых элементов межзвёздной среды и Солнечной системы, вызывая их расщепление на лёгкие ядра; быстрые ядра углерода, азота, кислорода в составе космич. лучей, взаимодействуя с межзвёздными ядрами водорода и гелия, также могут расщепиться на ядра лёгких элементов. Расчёты показывают, что эти ядерные реакции могут производить наблюдаемые обилия  ${}^6Li$ ,  ${}^9Be$ ,  ${}^{10}B$ . Трудности возникают лишь при объяснении необычного изотопного состава  $Li$  и  $B$  (резко выраженное преобладание нечётных изотопов), а также при объяснении «производства»  $D$  и  ${}^3He$ , к-рые в указанных выше механизмах разрушаются явнo быстрее, чем создаются. Эффективным дополнит. источником синтеза лёгких элементов, кроме космич. лучей, могут служить взрывы сверхновых звёзд. Распространение ударной волны во внеш. оболочках сверхновой и последующее охлаждение могут привести к реакциям синтеза  $p + p \rightarrow D + \gamma$ ,  $p + D \rightarrow {}^3He + \gamma$ , а реакции скапливания на ядрах углерода, азота и кислорода, инициированные ударной волной, производят ядра  $Li$ ,  $Be$ ,  $B$ .

Происхождение подавляющего большинства изотопов тяжёлых хим. элементов, начиная с углерода и кончая долгоживущими трансураневыми нуклидами (а возможно, и сверхтяжёлыми), объясно синтезу ядер в звёздах и во взрывах звёзд. Ядра элементов от углерода до никеля образуются в недрах звёзд в условиях высокой темп-ры в реакциях термоядерного синтеза. Ядра более тяжёлых элементов образуются, скорее всего, в массивных звёздах и во взрывах звёзд в результате последоват. реакций захвата нейтронов. Ядерный

синтез в звёздах можно разделить на статистический Н. (синтез ядер на равновесной гидростатич. стадии эволюции звёзд) и взрывной нуклеосинтез (синтез ядер при взрывах звёзд). К механикам статич. Н. прежде всего следует отнести водородный цикл и углеродно-азотный цикл в звёздах гл. последовательности (см. Герцишпрунга — Рассела диаграмма), к-рые обеспечивают превращение водорода в гелий, создавая нек-рый избыток гелия и азота по отношению к их первичному содержанию. Образование углерода и кислорода происходит на той стадии эволюции звёзд-гигантов (см. Эволюция звёзд), когда в их недрах полностью выгорает водород и начинается горение гелия. При темп-рах, соответствующих этому процессу ( $T \sim 10^8$  К), эффективно протекают ядерные реакции синтеза:



При более высоких темп-рах ( $T \sim 10^9$  К) становятся возможными реакции горения углерода и кислорода с образованием изотопов элементов от неона до кремния. Во взрывном Н. сеть ядерных реакций (рис. 1), протекающих при  $T \sim 3 \cdot 10^8 - 10^{10}$  К в условиях термодинамич. равновесия (т. н.  $\epsilon$ -процесс), приводит к образованию железа и соседних с ним элементов в области

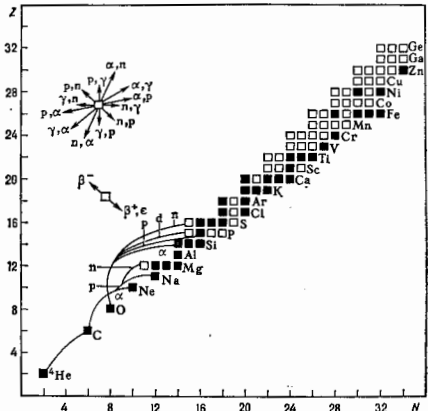


Рис. 1. Сеть реакций нуклеосинтеза, приводящая к образованию стабильных (■) и радиоактивных (□) ядер с числом протонов (Z) от 2 до 34.

«железного пика» (максимума на кривой распространённости нуклидов близки  $A = 56$ ). В верх. половине рис. (слева) стрелками показаны ядерные превращения, происходящие в результате взаимодействия ядер с гамма-квантами, нейтронами, протонами и альфа-частицами (направления стрелок соответствуют перемещению ядер по диаграмме в результате указанных реакций). Стрелки с символами  $\beta^-$ ,  $\beta^+$  и  $\epsilon$  соответствуют перемещениям по диаграмме в результате  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ -распадов и электронного захвата. Кривыми показаны пути («каналы») реакций «горения» гелия (\*), углерода и кислорода ( ${}^{12}C + {}^{12}C$ ,  ${}^{12}C + {}^{16}O$ ,  ${}^{16}O + {}^{16}O$ ) с испусканием протонов (p), нейтронов (n), дейтронов (d) и альфа-частиц ( $\alpha$ ).

Ядра железа характеризуются макс. энергией связи на нуклон, поэтому образование элементов тяжелее железа объясняют процессами, существенно отличными от реакций термоядерного синтеза, — процессами захвата нейтронов. Различают два вида реакций захвата яд-

рами нейтронов,  $k$ -рые протекают в астрофиз. объектах:  $s$ -процесс — медленный захват нейтронов, при котором образовавшиеся неустойчивые ядра распадаются раньше, чем успеет присоединиться следующий нейтрон;  $r$ -процесс — быстрый последователь захват большого кол-ва нейтронов, опережающий *бета-распад*. Пути нейтронного захвата в этих процессах показаны на рис. 2. Медленный нейтронный захват развивается вдоль линии стабильности ядер (область на диаграмме  $Z-N$ , занятая стабильными ядрами) при умеренных концентрациях свободных нейтронов ( $\sim 10^7-10^8 \text{ см}^{-3}$ ). Положение дорожки (трека)  $s$ -процесса зависит от сечений нейтронного захвата при энергиях нейтронов  $\approx 30 \text{ кэВ}$  и от свойств ядер в полосе стабильности. Этот процесс приводит к синтезу изотопов мн. тяжёлых элементов вплоть до  $^{209}\text{Bi}$ . Осн. звено в цепи  $s$ -процесса — нейтронный захват с последующим  $\beta$ -распадом — хорошо моделируется в эксперименте, и большинство ядерных параметров, необходимых для расчёта  $s$ -процесса, можно изучать в лаб. условиях. Особенно важны в этом отношении измерения сечений нейтронного захвата  $\sigma_{n,\gamma}$  при энергиях нейтронов, соответствующих звёздным темп-рам ( $E_n \sim 30 \text{ кэВ}$ ). Имеющиеся эксперим. данные по сечениям  $\sigma_{n,\gamma}$  в этой области энергий подтверждают осн. вывод теории  $s$ -процесса: выходы ядер в установившейся цепи  $s$ -процесса для малых областей изменения массового числа слабо обратно пропорциональны ср. сечениям нейтронного захвата. Астрофиз. место (т. е. астрофиз. объекты или области внутри них, где возможен процесс)  $s$ -процесса должно обладать темп-рой  $T \geq 10^8 \text{ К}$ , достаточной для осуществления ядерных реакций, освобождающих нейтроны с плотностью потока  $\sim 10^{15}-10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и длительностью облучения  $\sim 10^8 \text{ лет}$ . В качестве источников таких нейтронов были предложены реакции  $^{22}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{25}\text{Mg} + n$ ,  $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ , протекающие в недрах красных гигантов при горении гелия и при попадании водорода в области, содержащие гелий и углерод:  $p + ^{14}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{N} + \gamma$ ,  $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$ ,  $^{13}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ . Возможен также импульсный нейтронный захват, приводящий к образованию тяжёлых ядер в недрах звезды за счёт периодически повторяющихся всплеск *е* гелиевой оболочки, перемежающихся водород и углерод и обеспечивающих необходимую высокую темп-ру. Этот импульсный механизм создаёт условия протекания  $s$ -процесса для широкого класса звёзд средних и больших масс — от  $3 M_{\odot}$  до  $10 M_{\odot}$ .

Процесс быстрого нейтронного захвата, в отличие от  $s$ -процесса, развивается в области ядер, сильно обогащённых нейтронами (рис. 2). Положение трека  $r$ -процесса зависит от скорости  $\beta$ -распада этих ядер, энергий нейтронов и от кач. условий процесса (темп-ры и концентрации нейтронов). Для протекания  $r$ -процесса необходимы высокие концентрации нейтронов (больше  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и достаточно большое обилие «зародышевых» (стартовых) ядер. Астрофиз. место  $r$ -процесса остаётся до конца не выясненным, хотя существует неск. моделей развития  $r$ -процесса в разл. звёздных явлениях. В классич. типе  $r$ -процесса добавление нейтронов идёт до тех пор, пока не установится равновесие прямой и обратной реакций  $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ . В этот момент происходит  $\beta$ -распад, увеличивающий заряд ядра на единицу и настолько же уменьшающий число нейтронов. Новое ядро ( $Z+1, N-1; Z$  — число протонов,  $N$  — число нейтронов в ядре) может опять захватывать нейтроны, пока не достигнет др. критич. точки — т. в. точки ожидания  $\beta$ -распада. Образовавшееся ядро, обогащённое нейтронами, по мере истощения нейтронного потока постепенно возвращается к линии ядерной стабильности путём последоват.  $\beta$ -распадов. Считается, что равновесный  $r$ -процесс может протекать вблизи сильнонейтронозанованного ядра сверхновой звезды (см. *Нейтронизация вещества*). Однако обсуждается и др. тип  $r$ -процесса, развивающийся во внеш. оболочках сверхновой при прохождении через них

сильной ударной волны. В этой модели дискуссионными являются вопросы происхождения достаточно больших потоков нейтронов и необходимого для осуществления  $r$ -процесса обилия адронных ядер. Протекание  $r$ -процесса приводит к образованию трансактиноидных нуклидов ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  и др.). Поэтому временная шкала  $r$ -процесса должна быть достаточно длинной, для того чтобы успели синтезироваться эти нуклиды, и в то же время она должна соответствовать скорости взрывных процессов, развивающихся в течение неск. секунд. Результаты расчёта скоростей образования ядер  $r$ -процесса могут дать непосредств. ответ на принципиально важный вопрос, обсуждающийся более 25 лет., — возможен ли в природе синтез сверхтяжёлых элементов. Этот ответ во многом зависит от результатов исследования вклада процессов испускания нейтронов при бета-распадах (аппазирующие нейтроны) и деления, происходящего сразу вслед за  $\beta$ -распадом. Для нейтронобогащённых ядер, входящих на трек  $r$ -процесса, такие процессы особенно существенны.

Разделение  $n$  в реакциях захвата ядрами нейтронов на  $s$ - и  $r$ -процессы не является обязательным: не исключено, что нейтронный захват в астрофиз. объектах представляет собой сложную комбинацию этих процес-

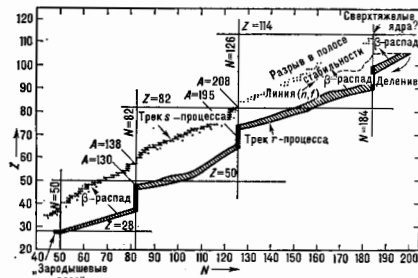


Рис. 2. Пути нейтронного захвата в  $s$ - и  $r$ -процессах.  $r$ -Процесс рассчитан для начальных температур  $1,8-10^8 \text{ К}$  и концентрации нейтронов  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . «Задержива» присоединения нейтронов в  $s$ - и  $r$ -процессах происходит, когда в ядрах числа нейтронов  $N$  становятся магическими числами ( $N = 50, 82, 126$ ). Этому соответствуют низкие выходы нуклидов при массовых числах  $A$ , указанных на диаграмме наклонными линиями. Горизонтальными линиями показаны магические числа протонов, вертикальными — магические числа нейтронов. Направление  $\beta$ -распада показано стрелками. Линия (п,  $\gamma$ ) соответствует ядрам, которые испытывают деление при присоединении нейтрона. Разрыв в полосе стабильности связан со спонтанным делением ядер. Деление обуславливает  $r$ -процесс в области ядер с  $Z \geq 110$ , однако точная граница  $r$ -процесса не установлена.

сов. Тем не менее такой подход позволяет объяснить осн. черты наблюдаемой распространённости нуклидов за «железные пики». Пики распространённости при  $A = 90, 138, 208$  соответствуют резкому повышению выходов в цепи  $s$ -процесса стабильных ядер с магич. числами нейтронов соответственно  $N = 50, 82, 126$ . Точно так же пики распространённости нуклидов при  $A = 80, 130, 195$  соответствуют большому выходу на дорожке  $r$ -процесса нейтронобогащённых нуклидов с теми же числами нейтронов  $N = 50, 82, 126$  (рис. 2).

Многие стабильные изотопы тяжёлых элементов, начиная с селена ( $^{74}\text{Se}$ ,  $^{76}\text{Se}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и т. д.), оказываются в стороне от путей нейтронного захвата и не могут быть образованы в  $s$ - и  $r$ -процессах. Такие обидённые нейтронами ядра с малой распространённостью получили назв. «обидённые». Предполагается, что в их образовании существ. роль играют ядерные реакции захвата протонов ( $p, \gamma$ ), ( $p, n$ ) в звёздах, а также реакции фо-

тоотщепления нейтрона ( $\gamma, n$ ), реакции слабого взаимодействия

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

$$\gamma + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^+ + \bar{\nu}$$

и упоминавшиеся выше реакции скапливания. Проблема происхождения обойденных ядер пока окончательно не решена. Не исключено, что гл. механизм их образования связан со взрывами сверхновых, в к-рых образуются большие потоки нейтронов, вызывающие ядерные превращения типа  $\nu + (A, Z - 1) \rightarrow (A, Z) + e^-$ .

Изложенные выше контуры теории Н. можно считать построенными. Теория успешно описывает гл. особенности кривой распределённости нуклидов в Солнечной системе. Однако остаются нерешёнными многие проблемы, связанные с соотношением пиков наблюдаемых выходов, аномалиям в содержаниях нуклидов и элементов в разл. астрофиз. объектах, неоднородностями в выборе астрофизического места процессов ядерного синтеза.

Лит.: Фаулер У. А., Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения элементов, пер. с англ., "УФН", 1985, т. 146, с. 441; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986; Крамер в р. Ф. И. Я. М., Ч. 1 с. 46; В. П., Синтез элементов во Вселенной, М., 1987.

В. П. Чевес, Я. М. Крамерской.

**НУКЛИД** (от лат. nucleus — ядро) — любое атомное ядро (соответственно атом) с заданными числами протонов ( $Z$ ) и нейтронов ( $N$ ). Общее обозначение Н. имеет вид  ${}^A_Z X$ , где  $X$  — символ хим. элемента,  $A = Z + N$  — массовое число Н., обладающие одинаковыми  $Z$ , наз. *изотопами*. Радиоакт. ядра наз. радио- или *нуклидами*. М. Массы Н., выраженная в атомных единицах массы, округлённо равна  $A$  (массовому числу); только масса  ${}^{12}C$  точно равна 12 (см. *Атомная единица массы*). Общее число известных стабильных и радиоактивных Н. превышает 2000.

Систематизация Н. осуществляется в виде табл. (см. *двухую вилкуду*), разработанной В. Зелманн-Эггербертом (W. Seelmann-Eggbert), Г. Пеннингеном (G. Penning), Г. Мюнцлем (H. Münzel) и Г. Клеве-Небенкусом (H. Kewen-Nebentus) в Карлсруэ.

В табл. каждому Н. отвечает чёрная или цветная клетка. Клетки каждого горизонтального ряда содержат изотопы элемента,  $Z$  к-рого приведено слева, перед началом ряда; белая клетка в чёрной рамке содержит характеристики из отдельного Н., а хим. элемента в целом, к к-рому относятся данные изотопы. В ней указаны ат. масса элемента и эфф. сечение  $\sigma$  захвата тепловых нейтронов ( $\times 10^{28} \text{ м}^2$ ). В каждом горизонтальном ряду Н. расположены в порядке возрастания  $N$  (указаны внизу), причём в ядре каждого следующего содержится на 1 нейтрон больше, чем в ядре предыдущего. Горизонтальный ряд, расположенный сверху, включает Н. с  $Z$  на 1 больше, чем в Н. предыдущего ряда, и т. д. Вертикальные колонки табл. содержат Н. с одинаковыми  $N$ , но разными  $Z$  и  $A$  (изотопы). По диагоналям, идущим из верхнего левого угла в правый нижний, расположены Н. с одинаковыми  $A$ , но разными  $Z$  (*изобары*).

Стабильные Н. помещены в чёрные клетки, радионуклиды — в цветные. Если радионуклид принадлежит к числу природных долгоживущих (т. е. существует на Земле с момента её формирования), то верхняя часть клетки закрашена чёрным. В каждой клетке, в к-рой приведён стабильный Н. или природный долгоживущий радионуклид, указана его относит. распространенность в природной смеси изотопов (в % по массе). Два слагаемых  $\sigma$  соответствуют сечениям образования нуклидов в основном ( $g$ ) и изомерном ( $m$ ) состояниях.

Цвет клетки обозначает тип радиоакт. распада: красный отвечает  $\beta^+$ -распаду или электронному захвату ( $\epsilon$ ); синий —  $\beta^-$ -распаду (см. *Beta-распад* ядер); жёлтый — *альфа-распаду*; зелёный — спонтанному де-

лению ядра ( $sf$ ); корпичневый — протонному распаду (см. *Протонная радиоактивность*). В цветных клетках приведены период полураспада  $T_{1/2}$  радионуклида в микросекундах ( $\mu s$ ), миллисекундах ( $ms$ ), секундах ( $s$ ), минутах ( $m$ ), часах ( $h$ ), сутках ( $d$ ), годах ( $a$ ), а также энергия испускаемых при распаде частиц (в МэВ) или  $\gamma$ -квантов (в кэВ). В нек-рых случаях даны значения сечений ядерных процессов. Так,  $\sigma_0$  отвечает сечению деления под действием нейтронов,  $\sigma_{0, \text{пр}}$  и  $\sigma_{0, \alpha}$  — *адверсионным реакциям* ( $p, p$ ) и ( $p, \alpha$ ),  $\sigma_{\text{abs}}$  — поглощению нейтронов (все значения  $\times 10^{28} \text{ м}^2$ ).

Если радионуклид распадается в основном или в метастабильном состоянии, то это обозначено буквами  $g$  и  $m$ . Если распад радионуклида происходит по нек. каналам, то тип распада указывается раскрашенной, а вероятность примерно соответствует закрашенной площади внутри клетки. Так, вероятность распада  $\leq 5\%$  обозначена треугольником слева сверху или справа внизу. При разделении клетки диагонально пополам цвет левой верх. половины указывает тип распада с вероятностью  $\geq 50\% \leq 95\%$ , а цвет правой нижней половины — распад с вероятностью  $\geq 5\% \leq 50\%$ . У нек-рых нуклидов наряду с основным типом распада наблюдаются дополнительные, напр. для  ${}^{210}\text{Po}$  помимо  $\beta^+$  также наблюдается в единичном акте распада испускание  $\beta^+$ ,  $\beta^+$ ,  $\beta^+$ .

Если у Н. известно метастабильное состояние (изомер, см. *Изомеры ядерная*), в клетке выделен прямоугольник, в к-ром приводятся сведения об изомерном состоянии, а в остальной части — об основном (если на основании имеющихся данных сделать вывод о том, какое состояние основное, а какое — метастабильное, невозможно, приводится знак  $\leftrightarrow$ ). Испускание  $\gamma$ -квантов при переходе из метастабильного состояния в основное отмечено как  $\gamma$ . Если переход метастабильного состояния в основное возможен равными путями, то это отражено в раскраске маленького прямоугольника. В случае перехода метастабильного состояния и основное за счёт испускания  $\gamma$ -квантов этот прямоугольник не окрашен.

Белые и цветные клетки, не обведённые жирной линией, означают, что Н. либо не обследовался, либо имеющиеся данные носят ориентировочный характер, внизу может быть указано предположительное излучение в акте распада. Сведения о Н. или их характеристиках, вызывающие сомнения, иногда отмечены знаком вопроса; «no» означает отсутствие. Стрелка с числом на полях (%) означает образование изобаров при делении  ${}^{235}\text{U}$  под действием тепловых нейтронов.

Лит.: Сел и нов И. П., Изотопы, т. 1—3, М., 1970; Скемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1987.

С. С. Бердосюс.

**НУКЛОН** (от лат. nucleus — ядро) — общее наименование для протона и нейтрона, являющихся составными частями атомных ядер. См. также *Изотопическая инвариантность*.

**НУКЛОННЫХ АССОЦИАЦИЙ МОДЕЛЬ** — модель атомного ядра, основанная на представлении о ядре как о системе кластеров, или нуклонных ассоциаций, определённого типа, как правило,  $\alpha$ -кластеров. Простейший вариант Н. а. м. —  $\alpha$ -кластерная модель — был сформулирован в 1937 Дж. А. Уиллером (J. A. Wheeler). Эксперим. данные по энергиям связи  $\epsilon_{\text{св}}$  лёгких ядер указывают на повышенную энергию связи ядер с равным и чётным числом нейтронов ( $N$ ) и протонов ( $Z$ ):  $N = Z = 2n$  ( $n$  — целое число). Их можно считать состоящими из  $\alpha$ -частиц ( $\alpha$ -частичные ядра). К их числу относятся ядра  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  и т. д. ( $n = 2, 3, 4, 5$ ). В таких ядрах аномально велика энергия  $\epsilon_{\text{св}}$ , необходимая для отщепления (отделения) нейтрона; при переходе к соседнему нечётному по нейтронам ядру она уменьшается на 10—15 МэВ. В то же время энергия отделения  $\alpha$ -частицы  $\epsilon_{\alpha}$  мала. Так, ядро  ${}^8\text{Be}$  не стабильно относительно распада на две  $\alpha$ -частицы, т. е.  $\epsilon_{\alpha} \leq 0$  (строго говоря, такое ядро не существует), в ядро  ${}^{12}\text{C}$  энергия  $\epsilon_{\alpha} = 7$  МэВ, в  ${}^{16}\text{O}$   $\epsilon_{\alpha} = 16$  МэВ. В разл.



ядерных реакциях  $\alpha$ -частицы ядра «охотно» испускают  $\alpha$ -частицы. Среди возбуждённых состояний этих ядер есть состояния с аномально большими пиринами  $\alpha$ -переходов ( $G_{\alpha}$ ), близкими к т. н. вигнеровскому пределу; последний означает, что  $\alpha$ -частицы на поверхности ядра существуют как «готовые». Перечисленные факты объясняются Н. а. м.

В Н. а. м. волновая  $F$ -ция ядра  $\alpha$  с массовым числом  $A = 4l$  представляется в виде антисимметризов. произведения  $l$  волновых  $F$ -ций  $\Psi_{\alpha}$ , описывающих внутр. движение нуклонов в отд.  $\alpha$ -кластере, на волновую  $F$ -цию  $\chi$ , описывающую движение кластеров друг относительно друга. Напр., волновую  $F$ -цию ядра  ${}^8\text{Be}$  в Н. а. м. можно было бы записать в виде

$$\Psi({}^8\text{Be}) = \hat{A} \Psi_{\alpha 1}(r_1) \Psi_{\alpha 2}(r_2) \chi_L(R_1 - R_2), \quad (*)$$

где  $R_i = \sum_{j=1}^4 r_{ij} / 4$  — радиус-вектор, определяющий положение центра тяжести  $\alpha$ -кластера,  $L$  — полный орбитальный момент ядра,  $\hat{A}$  — оператор антисимметризации по нуклонам, относящимся к разным кластерам. При замене оператора  $\hat{A}$  на  $1$  Н. а. м. переходит в простую  $\alpha$ -кластерную модель. При этом игнорируется внутр. структура  $\alpha$ -кластеров иписание  $\alpha$ -частичного ядра сводится к задаче совокупности  $l$   $\alpha$ -частиц с потенциалом взаимодействия  $V_{\alpha}(r)$ ,  $l$ -ый подбирается по фазам  $\alpha$ -рассеяния. Такое приближение применимо для «рыхлых» систем, как, напр., ядро  ${}^8\text{Be}$ , но не годится для более плотных ядер, как, напр.,  ${}^{16}\text{O}$ . В случае ядра  ${}^{12}\text{C}$  волновая  $F$ -ция  $\chi$  подчиняется Шрёдингера уравнению для системы трёх  $\alpha$ -частиц.

В случае большего числа кластеров не существует простых точных методов решения ур-ния Шрёдингера. Чаще всего их находят, предлагая заданную конфигурацию для центров тяжести  $\alpha$ -кластеров, напр. равносторонний треугольник или цепочка (для 3-кластерного ядра  ${}^{12}\text{C}$ ), правильный тетраэдр (для 4-кластерного ядра  ${}^{16}\text{O}$ ). Параметры, определяющие данную конфигурацию, находятся минимизирующей  $\alpha$ -кластерного гамма-функциона.

Н. а. м. используется для описания ядерных реакций. Наиб. общим подходом здесь является т. н. метод резонирующих групп, в к-ром для описания рассеяния нуклонов на ядрах применяется волновая  $F$ -ция т. н. (\*), а для описания реакций передачи одного или неск. нуклонов ядру — её обобщения. Упрощённые варианты Н. а. м. используются в теории  $\alpha$ -распада, а также для описания  $f$ -радиоактивности — спонтанного распада тяжёлых ядер с испусканием тяжёлых фрагментов (напр., ядро  ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ , см. Радиоактивность).

Метод, близкий к Н. а. м., — двуэлектронная модель оболочек — используется для описания т. н. молекулярных состояний ядер (ядерных молекул). Такие состояния были обнаружены в лёгких ядрах. Напр., нек-рые состояния ядра  ${}^{24}\text{Mg}$  интерпретируются как «молекула», состоящая из двух ядер  ${}^{12}\text{C}$ , находящихся на нек-ром расстоянии друг от друга. Ядерные молекулы описываются волновой  $F$ -цией вида (\*) с заменой  $\Psi_{\alpha}$  на  $\Psi_{\alpha C}$ .

Получили распространение модели, исходящие из кваркового строения нуклона. В них нуклон рассматривается как 3-кварковый кластер и предполагается также существование мультикварковых конфигураций: 6- и 9-кварковых кластеров.

Представления Н. а. м. оказались полезными и для описания процесса фрагментации нуклонов в ядерных реакциях под воздействием тяжёлых ионов высоких энергий. В этих ядерных реакциях образуется составная ядерная система в виде нагретого и сжатого сгустка ядерного вещества ( $\phi$  и  $\rho$  в о. л.),  $k$ -ый, остывая, расширяется до плотности, примерно в 10 раз меньшей нормальной ядерной плотности. Ожидается, что при такой плотности увеличивается вероятность образования

разл. кластеров, к-рые и испускаются в процессе распада составной системы.

Лит.: В и л д е р м у т К., Т а н Я., Единая теория ядра, пер. с англ., М., 1980.

**НУЛЕВАЯ ЭНЕРГИЯ** — разность между энергией осн. состояния квантомеханич. системы (напр., молекулы) и энергией, соответствующей минимуму потенц. энергии системы. Существование Н. э. является следствием неопределённости соотношения. В классич. механике частица может находиться в точке, отвечающей минимуму потенц. энергии, обладая одновременно равной нулю кинетич. энергией. В этом случае частица находится в состоянии устойчивого равновесия и имеет мин. энергию, равную потенц. энергии в точке равновесия. Вследствие квантомеханич. соотношения неопределённости для координаты ( $x$ ) и импульса ( $p$ ):  $\Delta p \Delta x \sim \hbar$ , локализация частицы ( $\Delta x \rightarrow 0$ ) вблизи минимума потенциала приводит к большому значению ср. кинетич. энергии частицы из-за большого разброса в значениях импульса ( $\Delta p \sim \hbar/\Delta x$ ). С другой стороны, уменьшение степени локализации частицы ( $\Delta x \neq 0$ ) приводит к увеличению ср. потенц. энергии, т. к. частица значит. время находится в области пространства, где потенциал превышает мин. значение. Энергия основного состояния соответствует наим. возможной энергии квантомеханич. системы, совместимой с соотношением неопределённости. Для одностороннего осциллятора, напр., Н. э. составляет  $\hbar\omega/2$ , где  $\omega$  — частота колебаний осциллятора. Н. э. молекул проявляется в реакциях изотопного обмена молекул, обладающих разл. Н. э., напр.  $D_2 + H_2 \rightleftharpoons DH + DH$ .

Наличие Н. э. — общее свойство квантомеханич. систем, обладающих нулевыми колебаниями.

С. С. Герштейн.

**НУЛЕВОЙ ЗВУК** — слабозатухающие колебания, распространяющиеся при низких темп-рах в системе вырожденных фермионов (ферми-жидкость, ферми-газ), причём длина свободного пробега квазичастиц много больше длины волны. Н. з. представляет собой проявление колебаний функции распределения квазичастиц. В этом его отличие от обычного звука, при распространении к-рого  $F$ -ция распределения в каждом элементе объёма остаётся равновесной, а колеблется плотность жидкости и скорость движения элемента объёма как целого.

Наиб. яркий пример Н. з. — т. н. продольный Н. з. в жидком  ${}^3\text{He}$  при низких темп-рах  $T$ . В низких частотах ( $\omega \ll 1/\tau$ , что отвечает условию малости длины пробега  $l = \tau v$  квазичастицы по сравнению с длиной волны  $\lambda = 2\pi c/\omega$ , где  $c$  — скорость распространения НЧ гидродинамич. звука) в жидком  ${}^3\text{He}$ , как и в любой жидкости, могут распространяться обычные гидродинамич. (звуковые) колебания плотности ( $\tau$  — характерное время столкновительной релаксации). При  $\omega \sim 1/\tau$  эти колебания, как всегда, испытывают очень большое затухание; на ещё более высоких частотах, если бы жидкий  ${}^3\text{He}$  являлся обычной классич. жидкостью, распространение в нём коллективных колебаний было бы невозможно. Однако в жидком  ${}^3\text{He}$  при  $\omega \gg 1/\tau$  опять возникает возможность распространения колебаний плотности со скоростью  $v_0$ , существенно превышающей  $c$ . Такие ВЧ-колебания имеют негидродинамич. природу и связаны со специфич. характерной энергетикой распределения частиц и их взаимодействием в ферми-жидкости  ${}^3\text{He}$ . В ферми-жидкости  ${}^3\text{He}$  при низких темп-рах ( $T \rightarrow 0$ ) частицы заполняют все возможные энергетич. состояния внутри определённой (ферми-) сферы в импульсном пространстве (см. Ферми-энергия, Ферми-поверхность), а состояния вне этой сферы свободны. Нарушение равновесного распределения квазичастиц может состоять в колебаниях ферми-поверхности, при к-рых роль возвращающей силы играет специфич. ферми-жидкостное взаимодействие квазичастиц. Колебания ферми-сферы приводит к распространению нуль-звуковых колебаний плотности в

№е. Поскольку время релаксации  $\tau$  квазицистич ферми-жидкости  $\tau \sim 1/T$ , то при  $T \rightarrow 0$  гидродинамич. область  $\omega \ll 1$  практически исчезает и любые колебания, в т. ч. плотности (звук), оказываются высокочастотными ( $\omega \gg 1/\tau$ ) нуль-звуковыми (отсюда и название: Н. з. — звук, распространяющийся в ферми-жидкости при нулевой температуре). В ДВ-пределе частота колебаний нулевого звука пропорциональна их волновому вектору.

Обычно при описании свойств вязотростной ферми-жидкости ферми-жидкостное  $\psi$ -число Ландау  $\psi$ , характеризующую ферми-жидкостное взаимодействие квазицистич близки ферми-поверхности, разлагают в ряд по полиномам Лежандра (как правило, соответствующие коэф. разложения обозначают  $F_n$  или  $F_n^{(0)}$ ), а отклонение  $\psi$ -числа распределения от равновесия — по присоединённым полиномам Лежандра  $P_n^m$ . При этом квантит. ур-ние, определяющее распространение Н. з., распадается на систему независимых ур-ний, каждое из к-рых описывает волны нуль-звукового типа с разл. азимутальными числами  $m$ . В пренебрежении столкновениями, т. е. при  $T \rightarrow 0$ , эти ур-ния сводятся к следующему трансцендентным ур-ниям, задающим неинво скорости распространения  $s_m$  волн Н. з. с данным значением азимутального числа  $m$ :

$$\text{Det } a^{(m)}_{nk} = 0; \quad a^{(m)}_{nk} = \delta_{nk} + F_n \frac{(n - |m|)!}{(n + |m|)!} \times \times \int P_n^{(0)}(\theta) P_n^m(\theta) \frac{\cos \theta d\Omega / 4\pi}{\cos \theta - s_m / v_F}; \quad n, k \gg m,$$

где  $v_F$  — фермиевская скорость,  $\theta$  — направляющий угол, а интегрирование ведётся по всему телесному углу  $\Omega$ .

Волны Н.з. могут распространяться не в любых азимутальных числах  $m$ . Слабозатухающему Н. з. соответствуют только те решения  $s_m$  ур-ний (\*), для к-рых  $s_m > v_F$ , в противном случае волна испытывала бы сильное беспотенциальное затухание и распространяться не могла [это связано с обращением в нуль знаменателя подынтегрального выражения в (1); см. Ландау затухание]. Требование  $s_m > v_F$  накладывает, согласно (\*), существенные ограничения на ферми-жидкостные гармоники  $F_n$  с  $n \geq m$ . Как правило, параметры  $F_n$  довольно быстро убывают с ростом  $n$ , что приводит к невозможности распространения колебаний Н. з. с большими значениями азимутального числа  $m$ . Так, в слабонепрочном разреженном ферми-газе не могут распространяться волны Н. з. с  $m \neq 0$ . При  $T \neq 0$  условием отсутствия сильного беспотенциального затухания является неравенство  $(s_m / v_F - 1) \gg T / T_F$ , где  $T_F$  — *выходящая температура*.

Если ферми-жидкостная  $\psi$ -числа константа, т. е. только нулевая гармоника  $F_0 \neq 0$ , а все  $F_n = 0$  при  $n > 0$ , то в такой ферми-жидкости, согласно (\*), может распространяться только Н. з. с азимутальным числом  $m = 0$  (т. е. продольный Н. з.) со скоростью  $s_0$ , задаваемой ур-нием

$$\varphi(s_0 / v_F) = 1 / F_0, \quad \text{где } \varphi(x) = (x/2) \ln[(x+1)/(x-1)] - 1.$$

Причём ур-ние имеет решение только при  $F_0 > 0$ . Это и есть условие распространения продольного Н. з. в данной системе. Если, кроме  $F_0$ , отлична от нуля также гармоника  $F_1$ , то в такой системе может распространяться и Н. з. с азимутальным числом  $m = 1$  (т. н. поперечный Н. з.). Скорость поперечного Н. з.  $s_1$  задаётся ур-нием  $(s_1 / v_F - 1) \varphi(s_1 / v_F) = (1/2 - 2 / F_1)$ , имеющим действит. решение  $s_1 > v_F$  только при  $F_1 > 6$ . Поперечный Н.з. — аналог поперечных звуковых колебаний, к-рые, однако, в обычной жидкости быстро затухают и распространяться не могут.

Коэф. поглощения Н. з.  $\gamma$  при  $(s/v_F - 1) \gg T / T_F$  определяется столкновением квазицистич друг с другом. При не слишком высоких частотах  $\gamma \sim T^2$  и не зависит

от частоты. На частотах  $\hbar\omega \geq kT$  для затухания Н. з. определяющими становятся столкновения квазицистич, сопровождающиеся поглощением или излучением кванта Н. з.; при этом  $\gamma$  пропорционально  $\omega^2$  и не зависит от темп-ры.

Иногда под Н. з. понимают также и ВЧ-колебания ( $\omega \gg 1$ ) произвольных спиновых компонент одночастичного распределения квазицистич. Так, для ферми-жидкости частиц со спином  $1/2$  рассматривают нуль-звуковые колебания антисимметризованной по спину  $\psi$ -функции распределения, т. е. импульсного распределения магн. момента квазицистич. Такие колебания представляют собой специфич. ферми-жидкостные *спиновые волны*, а скорость распространения этих нуль-звуковых спиновых волн и отсутствие магн. поля (спиновой поляризации) по-прежнему задаётся ур-ниями (\*), куда, однако, вместо гармоник  $F_n$   $f$ -функции Ландау, симметризованной по спину, следует подставить гармоники антисимметризованной по спину ферми-жидкостной  $\psi$ -числа, обозначаемые обычно  $Z_n$  или  $F_n^*$ .

Существование Н. з. в соответствующих спиновых волн предсказано Л. Д. Ландау в 1957, экспериментально продольный Н. з. обнаружен в жидком гелии  $^3\text{He}$  амер. физиками (1966).

По-видимому, в жидком  $^3\text{He}$  при повышенных давлениях может распространяться и поперечный Н. з. В электронной ферми-жидкости, напр. в металлах, распространение Н. з. обычно не наблюдается вследствие требования азотровнеустойчивости. Однако в нек-рых металлах в магн. поле наблюдались спиновые волны нуль-звукового типа.

Лит.: Ландау Л. Д., Колебания ферми-жидкости, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 59; Абель В. Р., Андерсон А. К., Уэйт Д. И., К., Распространение нулевого звука в жидком  $^3\text{He}$  при низких температурах, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 31, с. 311; Хадатиков И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; P. I. Tzala P. M., Wolf P. A., Waves and interactions in solid state plasmas, «Solid State Phys.», [Suppl.] 13, 1973, ch. 10; Ли Фан Чи Е. М., Ли Чан Сяо К. Д. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978.

**НУЛЕВЫЕ КОЛЕБАНИЯ** — флуктуации квантовой системы (обычно квантового поля) в основном (вакуумном) состоянии. Н. к. возникают вследствие соотношения неопределённости и не имеют классич. аналога. Они обладают энергией  $\epsilon_0$  — *нулевой энергией*.

При квантовании свободного бозонного поля каждой моде с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и частотой  $\omega(\mathbf{k})$  отвечает *осциллятор*, уровни энергии к-рого

$$\epsilon_{n\mathbf{k}} = \hbar\omega(\mathbf{k}) \left( n_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right); \quad n_{\mathbf{k}} = 0, 1, 2, \dots,$$

$n_{\mathbf{k}}$  — числа квантов поля с импульсом  $\hbar\mathbf{k}$  и энергией  $\hbar\omega(\mathbf{k})$ . В основном состоянии квантов нет ( $n_{\mathbf{k}} = 0$ ), но энергия отлична от нуля и равна  $1/2 \hbar\omega(\mathbf{k})$ . Полная энергия Н. к. получается суммированием по всем модам:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{2} \hbar \sum_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k});$$

она расходится (*ультрафиолетовая расходимость*). При квантовании свободного фермионного поля возникает похожая расходившаяся сумма, но противоположного знака — это энергия заполненного «моря Дирака» (см. *Дирак теория Дирака*). Если числа бозонных и фермионных степеней свободы совпадают, расходимости в нулевой (вакуумной) энергии становятся менее сильными, а в суперсимметричной теории (см. *Суперсимметрия*)  $\epsilon_0 = 0$ . Это важно при учёте гравитации, универсально взаимодействующей с любой формой энергии, в т. ч. и в вакуумной, к-рая проявляется в ур-ниях Эйнштейна в форме космологич. постоянной ( $\Lambda$ -члена). Согласно наблюдат. данным,  $\Lambda$ -член близок к нулю с большой точностью, поэтому в теориях должен существовать механизм завуливания энергии вакуума. Очень возможно, что введение суперсимметрии — шаг в этом направлении.

Без учёта гравитации расходимости в  $\epsilon_0$  могут быть устранены соответствующим переопределением начальной отсчёта энергии, однако в нек-рых случаях могут оставаться нетривиальные конечные части, как в случае т. э. эффекта Казимира (Н. Casimir, 1948), когда поле квантуется в пространстве с границей. В этом случае частота  $\omega(k)$  зависит от параметров пространства. В результате и  $\epsilon_0$  начинает зависеть от этих параметров. В простейшем случае одно из измерений предполагается ограниченным (размером  $L$ ), и параметром, от которого зависит вакуумная энергия, является длина  $L$ . Такая ситуация реализуется, напр., при квантовании эл.-магн. поля между бесконечными параллельными проводящими пластинами (в этом случае  $L$  — расстояние между пластинами). Теоретич. вычисление конечной части вакуумной энергии приводит к величине

$$\epsilon_k = -\frac{i}{30 \cdot 41} \frac{\pi^3}{L^3}$$

к-рая блестяще совпадает с результатами эксперимента по измерению силы притяжения двух проводящих пластин в вакууме. Тем самым эффект Казимира делает Н. к. наблюдаемым.

Лит.: Вёркерен Д.ж. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Виррелл Н., Девис Р., Квантование поля в искривлённом пространстве — времени, пер. с англ., М., 1984; Итиксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984. Я. И. Кокин.

**НУЛЕВЫЕ КОЛЕБАНИЯ** в твёрдом теле — квантовохимич. движение частиц твёрдого тела при  $T = 0$  К. При классич. описании динамики твёрдого тела в основном состоянии ( $T = 0$  К) все частицы (атомы, ионы), из к-рых оно состоит, покоятся в точках, соответствующих устойчивому равновесию. В кристалле это точно локализованные атомы на узлах кристаллич. решётки (в минимумах потенциальной энергии). При квантовохимич. описании финитному движению частицы в потенц. яме отвечают дискретные уровни энергии. Напр., при движении частицы в одномерной потенц. яме  $U(x)$  это  $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2, \dots$  (рис.). Приём основное состояние определяется энергией  $\epsilon_0$ , расположенной выше  $0$ . Частота Н. к. равна  $\epsilon_0/h$ , амплитуда определяется областью локализации — расстоянием  $x = AB$ .

В большинстве случаев движение атомов в кристалле можно рассматривать как совокупность независимых гармонич. колебаний (мод) с разными частотами  $\omega_i$ . В квантовой теории каждой моде соответствует осциллятор, уровни энергии к-рого  $\epsilon_i^k = \hbar\omega_i(n_i + 1/2)$ . Здесь индекс  $i$  изумерет разл. моды,  $n_i$  — целые числа — номера возбуждённых состояний осцилляторов. При этом энергия Н. к. для каждой моды соответствует значению  $n_i = 0$ , а суммарная энергия Н. к. системы  $\epsilon = \sum \hbar\omega_i/2$ .

Влияние Н. к. на свойства системы при низких темп-рах особенно существенно, когда амплитуда Н. к. велика. Так, для  $N$  амплитуда Н. к. сравнима с расстоянием между частицами, что определяет отсутствие кристаллизации (при нормальном давлении) даже при  $T = 0$  К (см. Гелий жидкий, Квантовая жидкость) и особенность кристаллич. фазы при высоких давлениях (см. Гелий твёрдый, Квантовая кристалл). Для атомов полноразованного по спинам атомарного водорода большая амплитуда Н. к. приводит, по-видимому, к возможности существования газовой фазы при  $T = 0$  К (см. Квантовый газ).

Н. к. влияют на значение параметра порядка системы в основном состоянии и иногда полностью опреде-

ляют структуру дальнего порядка в низкотемпературных фазах (см. Дальний и ближний порядок). Для низкоразмерных систем, особенно для одномерных, Н. к. могут вообще разрушить дальний порядок при низких темп-рах (см. Квазидомерные соединения). При конечных темп-рах роль Н. к. определяется из сравнения амплитуды Н. к. с амплитудой тепловых колебаний в системе.

Лит. см. при ст. Динамика кристаллической решётки. А. Э. Мейерович.

**НУЛЬ-ЗАРЯД** в квантовой теории поля — принятое (жаргонное) название для свойства обращения в нуль фактора перенормировки константы связи  $Z = g_0/g_0$ , где  $g_0$  — затравочная константа связи на лагранжева взаимодействия,  $g_0$  — физ. константа связи, «одетая» взаимодействием. Равенство  $Z = 0$  формально приводит к тому, что при любом конечном значении  $g_0$  физ. константа связи  $g_0$  обращается в нуль. Если же (как это принято в совр. формулировке теории перенормировок) фиксировать  $g_0$  и выразить через неё *Грина функции*, то оказывается, что *эффективный заряд*  $g(k^2, g_0)$  обладает нефиз. полюсом (наз. также полюсом Ландау) по переменной квадрата 4-импульса ( $k^2$ ). Т.о., свойство Н.-з. свидетельствует о внутр. противоречии данной квантовополевой модели или о неприменимости теории возмущений близной этой модели.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовая теория, 2 изд., М., 1990. В. Д. Ширков.

**НУССЕЛЬТА ЧИСЛО** — безразмерный коэф. стационарного теплообмена между поверхностью тела и потоком жидкости или газа в случае естественной или вынужденной конвекции. Предполагается, что передача теплоты осуществляется теплопроводностью в тонком пограничном слое жидкости или газа, образуемом на поверхности тела. Н. ч.  $Nu = a/l$ , где  $a$  — коэф. теплоотдачи от поверхности тела к жидкости или газу (или наоборот),  $l$  — характерный размер тела,  $\lambda$  — коэф. теплопроводности жидкости или газа. Иногда вводят также местное Н. ч.  $Nu_x = \alpha(x)l/\lambda$ , где  $x$  — координата рассматриваемой точки тела. Назв. по имени В. Нуссельта (Е. К. W. Nußelt).

В задачах теплообмена Н. ч. обычно является искомым величиной для тела заданной формы и выражается в общем случае в виде зависимости от *подобия критериев*:  $Nu = f(Pr, Gr, Re, M, \gamma)$ , где  $Pr$  — *Прандтля число*,  $Gr$  — *Грасшофа число*,  $Re$  — *Рейнольдса число*,  $M$  — *Маха число*,  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение уд. теплотёмкости газа при постоянных давлении и объёме соответственно.

В случае естеств. конвекции обычно используются эмпирич. ф-лы вида  $Nu = C_1 Gr^m Pr^n$ , а в случае вынужденной конвекции вида  $Nu = C_2 Re^m Pr^n$ , где постоянные  $C_1$  и  $C_2$  и показатели степеней  $m_1, n_1, m_2, n_2$  подбирают путём обобщения эксперим. данных, а числа  $M$  и  $\gamma$  — известные параметры для этих аналогий. Зависимости указанного вида получены гл. обр. для тел простой формы (ламинарное и турбулентное обтекание пластин, сферы, течения в трубах и т. п.).

В случае массообмена в смеси реал. газон вводится д.и.ф.ф.у.и.о.и.о.е. Н. ч.  $Nu_D = \beta_1/D$  или  $Nu_D = \beta_2 Pr^{1/3} D$ , где  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — коэф. массотдачи для данного компонента смеси, отнесённые соответственно к разности массовых долей ( $\beta_1$ ) и разности парциальных давлений ( $\beta_2$ ).  $R$  — газовая постоянная,  $D$  — коэф. диффузии для рассматриваемого компонента смеси,  $T$  — абс. темп-ра.  $Nu_D$  иногда наз. также и с л о м Ш е р в у д а.

С. Л. Вишневецкий.

**НУТАЦИЯ** (от лат. nutatio — колебание) — движение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку, к-рое происходит одновременно с вращением и прецессией тела и определяется изменением угла нутации  $\theta$  (см. Эйлеры углы). У гироскопа (волчка), движущегося под действием силы тяжести  $P$ , Н. представляет собой колебания оси вращ. гироскопа, амплитуда и период к-рых тем меньше, чем больше угл. скорость

объект. вращения  $\Omega$ . При больших  $\Omega$  угловая амплитуда  $\theta_1 - \theta_0$  и период  $T$  приближенно равны:

$$\theta_1 - \theta_0 \approx \frac{2\rho a \sin \theta_0}{C \sin \alpha}, \quad T \approx \frac{2\pi a}{C \omega}$$

где  $\theta_0$  и  $\theta_1$  — пределы изменения угла  $\theta$ ,  $a$  — расстояние от неподвижной точки до центра тяжести,  $C$  — момент инерции гироскопа относительно его оси симметрии,  $A$  — момент инерции относительно оси, перпендикулярной к оси симметрии и проходящей через неподвижную точку. Частота  $\nu = 1/T$  при больших  $\Omega$  может быть столь велика, что щупа, колебания оси вольчка будут восприниматься на слух (жуужжание).

Под  $N$ . гироскопич. система (механич. система, содержащая гироскопы) понимают то периодич. изменение углов, определяющих положение системы, к-рое происходит с малыми амплитудами и большими частотами. Из-за наличия сопротивлений (трения) щупа, колебания довольно быстро затухают, после чего гироскоп (или гироскопич. система) совершает чисто прецессионное движение. См. также *Прецессия*. С. М. Тарс.

**НЬЮТОН (Н. N)** — единица силы в СИ. Названа в честь И. Ньютона (I. Newton). 1 Н — сила, сообщаящая телу массой 1 кг ускорение 1 м/с<sup>2</sup> в направлении действия силы. 1 Н = 10<sup>5</sup> дин = 0,102 кгс.

**НЬЮТОНА ЗАКОН ТРЕНИЯ** в гидромеханике — эмпирич. ф-ла, выражающая пропорциональность напряжения трения между двумя слоями прямолинейно движущейся вязкой жидкости относительной скорости скольжения этих слоев, т. е. отношению  $\tau$  единице длины изменению скорости по нормали к направлению движения. Предложен И. Ньютоном в 1687. В соответствии с этим законом напряжение трения  $\tau$ , действующее на поверхности элементарного объема жидкости или газа, пропорц. градиенту скорости  $du/dy$ , где  $u$  — составляющая скорости жидкости вдоль поверхности, а  $y$  — координата, нормальная поверхности:

$$\tau = \eta(du/dy). \quad (1)$$

Коэф. пропорциональности  $\eta$  наз. коэф. внутр. трения жидкости или динамич. коэф. вязкости (иногда просто *вязкостью*).

Перевос теплоты теплопроводностью в жидкости (газе) обусловлен теми же молекулярными процессами, что и вязкость. Аналогичная закону (1) ф-ла

$$q = \lambda(\partial T/\partial n), \quad (2)$$

где  $q$  — кол-во теплота, проходящее через единицу площади поверхности в единицу времени,  $T$  — абс. температура,  $n$  — направление нормали к поверхности выделенного элементарного объема жидкости или газа, наз. ф-лой или законом Фурье. Коэф. пропорциональности в ф-ле (2) наз. коэф. теплопроводности  $\lambda$  (или просто *теплопроводностью*).

Ф-ла (1) выражает также пропорциональность касат. напряжения в жидкости (газе) величине скорости деформации элементарного объема жидкости в направлении скорости  $u$ . В случае произвольного движения жидкости или газа действующие на выделенный элементарный объем напряжения описываются тензором. Установлено, что тензор напряжений является линейной ф-цией тензора скоростей деформаций элементарного объема жидкости. Эту линейную зависимость иногда наз. обобщенным законом Ньютона. В частности, в плоскости, перпендикулярной оси  $y$ , касат. напряжение

$$\tau_{yx} = -\eta \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

где  $v$  — составляющая скорости в направлении  $x$ , а ось  $x$  направлена вдоль поверхности. Н. з. т. (1) справедлив лишь в случае, когда  $dv/dx \ll du/dy$ .

Жидкости (газы), подчиняющиеся Н. з. т., наз. *нормальными* или *ньютоновскими жидкостями*, а все ос-

тальные для к-рых закон (1) не выполняется, — *аномальными* или *неньютоновскими жидкостями*. Лит.: Прайдл Л., Гидравромеханика, пер. с нем., 2 изд., М., 1951; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987. С. Л. Вышневецкой.

**НЬЮТОНА ЗАКОН ТЯГОТЕНИЯ** — см. *Всемирного тяготения закон*.

**НЬЮТОНА ЗАКОНЫ МЕХАНИКИ** — три закона, лежащие в основе т. п. классич. механики. Сформулированы И. Ньютоном (1687) следующим образом: 1-й закон: «Всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменить это состояние». 2-й закон: «Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует». 3-й закон: «Действие всегда есть равное и противоположное противодействие, иначе, взаимодействия двух тел друг на друга между собою равны и направлены в противоположные стороны».

Согласно соввр. представлениям и терминологии, в 1-м и 2-м законах под телом следует понимать *материальную точку*, а под движением — движение относительно *инерциальной системы отсчета*. Матем. выражение 2-го закона в классич. механике имеет вид:  $d(mv)/dt = F$  или  $m\ddot{x} = F$ , где  $m$  — масса точки,  $v$  — ее скорость,  $\ddot{x}$  — ускорение,  $t$  — время,  $F$  — действующая сила.

Н. з. м. появились как результат обобщения многочисл. наблюдений, опытов и теоретич. исследований Г. Галилея (G. Galilei), Х. Гюйгенса (Ch. Huygens), самого Ньютона и др. Н. з. м. перестают быть справедливыми для движения объектов очень малых размеров, сравнимых с размерами атомов (напр., элементарные частицы), и при движениях со скоростями, близкими к скорости света; см. *Квантовая механика*, *Относительность теория*.

Лит.: Галилей Г., Беседы и математические доказательства к механике и местному движению, пер. с лат., т. 1, М., 1934; Ньютон И., Математические начала натуральной философии, пер. с лат., в кн.: Крылов А. Н., Собр. трудов, т. 7, М.—Л., 1936. См. также лит. при ст. *Динамика* и *Механика*. С. М. Тарс.

**НЬЮТОНА КОЛЬЦА** — интерференц. полосы равной толщину в форме колец, расположенных концентрически вокруг точки касания двух сферич. поверхностей либо плоскости и сферы. Впервые описаны в 1675 И. Ньютоном. *Интерференция света* происходит в тонком зазоре (обычно воздушном), разделяющем соприкасающиеся поверхности; этот зазор играет роль тонкой пленки (см. *Оптика тонких слоев*). Н. к. наблюдаются и в проходящем, и — более отчетливо — в отраженном свете. При освещении монохроматич. светом длиной волны  $\lambda$  Н. к. представляют собой чередующиеся темные и светлые полосы (рис. 1). Светлые возникают в местах, где разность фаз между прямым и дважды отраженным лучом (в проходящем свете) или между лучами, отраженными от обеих соприкасающихся поверхностей (в отраженном свете), равна  $2m\lambda$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ) (т. е. разность хода  $\Delta m$  равна четному числу полуволн). Темные кольца образуются там, где разность фаз равна  $(2l + 1)\lambda$ . Разность фаз лучей определяется толщиной зазора  $\Delta m$  с учетом изменения фазы световой волны при отражении (см. *Отражение света*). Так, при отражении от границы воздух — стекло фаза меняется на  $\pi$ , а при отражении от границы стекло — воздух фаза остается неизменной. Поэтому в случае двух стеклянных поверхностей (рис. 2), с учетом различий в условиях отражения от ниж. и верх. поверхностей зазора (потеря по-



Рис. 1. Кольца Ньютона в отраженном свете.

дуводны),  $m$ -е тёмное кольцо образуется, если  $\Delta m = 2\delta_m + \lambda/2 = (2m + 1)\lambda/2$ , т. е. при толщине зазора  $\delta_m = m\lambda/2$ . Радиус  $r_m$   $m$ -го кольца определяется из треугольника  $A'O'C$ :  $r_m^2 = R^2 - (R - \delta_m)^2 \approx 2R\delta_m$ .

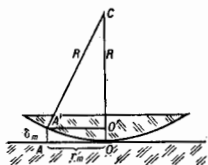


Рис. 2. Схема образования колец Ньютона.  $O$  — точка касания сферы радиуса  $R$  и плоской поверхности;  $\delta_m$  — толщина воздушного зазора в области образования кольца радиуса  $r_m$ .

Откуда  $r_m = \sqrt{2R\delta_m}$ , для тёмного  $m$ -го кольца  $r_m = \sqrt{Rm\lambda}$ . Это соотношение позволяет с хорошей точностью определять  $\lambda$  по измерениям  $r_m$ . Если  $\lambda$  известна, Н. к. можно использовать для измерения радиусов поверхностей линз и контроля правильности формы сферич. и плоских поверхностей. При освещении монохроматич. (напр., белым) светом Н. к. становятся цветными. Наиб. отчётливо Н. к. наблюдаются при малой толщине зазора (т. е. при использовании сферич. поверхностей больших радиусов).

Лит.: Швидковський А. А., Прикладная физическая оптика, М., 1961; Дитчберн Р., Физическая оптика, пер. с англ. М., 1965. А. П. Гагарин. **НЬЮТОНСКАЯ ЖИДКОСТЬ** — вязкая жидкость, подчиняющаяся при своём течении закону вязкого трения Ньютона. Для прямолинейного ламинарного течения этот закон устанавливает наличие линейной зависимости между касат. напряжением  $\tau$  в плоскостях сопряжения слоёв жидкости и производной от скорости течения  $v$  по направлению нормали  $n$  к этим плоскостям, т. е.  $\tau = \eta dv/dn$ , где  $\eta$  — динамич. коэф. вязкости. В общем случае пространств. течения для Н. ж. имеет место линейная зависимость между тензорами напряжений  $\sigma_{ij}$  и скоростей деформаций  $\epsilon_{ij}$ . Свойства Н. ж. обладают большинство жидкостей (вода, смазочное масло и др.) и все газы. Течение Н. ж. изучается в *гидроаэромеханике* (см. *Ньютона закон трения*). Жидкости, для к-рых указанные выше зависимости не являются линейными, наз. *неньютоновскими жидкостями*. К ним относится ряд суспензий и растворов полимеров. Такие течения изучает *реология*.



**ОБЕДНЕННЫЙ СЛОЙ** — то же, что *запорный слой*. **ОБЕРТОН** (от нем. OberTon — высокий тон, высокий звук) — синусоидальная составляющая периодич. колебания сложной форм с частотой, более высокой, чем *основной тон*. Любое периодич. колебание можно представить как сумму осн. тона и  $O$ , причём частоты и амплитуды этих  $O$  определяются как физ. свойствами колебат. системы, так и способом её возбуждения. Если частоты всех  $O$  — целые кратные осн. частоте, то такие  $O$  наз. гармоническими или *гармониками*. Если же частоты зависят от осн. частоты более сложным образом, то говорят о негармонии  $O$ . В этом случае представление периодич. колебания в виде суммы гармоник будет приближённым, во тем более точным, чем большее число гармоник введено. Если частота осн. тона  $f$  (первая гармоника), то частота второй гармоники равна  $2f$  или близка к этому значению, частота третьей  $3f$  и т. д. Состав и кол-во  $O$  сложного звука определяет его

качества, окраску, или *тембр звука*. Анализ колебаний и выделение  $O$  относится не только к акустическим, но и к электр. колебаниям; в последнем случае их обычно наз. гармониками.

**ОБУЧЕННОСТЬ** — то же, что *энергетическая обесценность*.

**ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** — специфич. взаимное влияние одинаковых (тождественных) частиц, эффективно проявляющееся как результат нек-рого осн. эффекта взаимодействия. О. в. — чисто квантовомеханич. эффект, не имеющий аналога в классич. физике (см. *Квантовая механика*).

Вследствие квантовомеханич. принципа неразличности одинаковых частиц (*тождественности принципа*) волновая ф-ция системы должна обладать определённой симметрией относительно перестановки двух таких частиц, т. е. их координат и проекций спинов: для частиц с целым спином — бозонов — волновая ф-ция системы не меняется при такой перестановке (является симметричной), а для частиц с полуцелым спином — фермионов — меняет знак (является антисимметричной). Если силы взаимодействия между частицами не зависят от их спинов, волновую ф-цию системы можно представить в виде произведения двух ф-ций, одна из к-рых зависит только от координат частиц, а другая — только от их спинов. В этом случае из принципа тождественности следует, что координатная часть волновой ф-ции, описывающая движение частиц в пространстве, должна обладать определённой симметрией относительно перестановки координат одинаковых частиц, зависящей от симметрии спиновой части волновой ф-ции. Наличие такой симметрии означает, что имеет место определённая согласованность, корреляция движения одинаковых частиц, к-рая сказывается на энергии системы (даже в отсутствие силовых взаимодействий между частицами). Поскольку обычно влияние частиц друг на друга является результатом действия между ними к.-д. сил, о взаимном влиянии одинаковых частиц, вытекающем из принципа тождественности, говорят как о проявлении специфич. взаимодействия. О. в.

Возникновение О. в. можно проиллюстрировать на примере атома гелия [впервые это было сделано В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) в 1926]. Спиновые взаимодействия в лёгких атомах малы, поэтому волновая ф-ция двух электронов в атоме гелия может быть представлена в виде

$$\Psi = \Phi(r_1, r_2)\chi(s_1, s_2), \quad (1)$$

где  $\Phi(r_1, r_2)$  — ф-ция координат электронов,  $\chi(s_1, s_2)$  — ф-ция проекций их спинов на нек-рое направление. Т. к. электроны являются фермионами, полная волновая ф-ция должна быть антисимметричной. Если суммарный спин  $S$  обоих электронов равен нулю (спины антипараллельны — параллели), то спиновая ф-ция  $\chi$  антисимметрична относительно перестановки спиновых переменных и, следовательно, координатная ф-ция  $\Phi$  должна быть симметрична относительно перестановки координат электронов. Если же  $S = 1$  (спины параллельны — ортогоналы), то  $\chi$  симметрична, а  $\Phi$  антисимметрична. Обозначая через  $\Psi_n(r_1)$ ,  $\Psi_m(r_2)$  волновые ф-ции отд. электронов в атоме гелия (индексы  $n, m$  означают набор квантовых чисел, определяющих состояние электрона в атоме), можно, пренебрегая сначала взаимодействием между электронами, записать координатную часть волновой ф-ции в виде

$$\Phi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_n(r_1)\Psi_m(r_2) - \Psi_m(r_1)\Psi_n(r_2)] \text{ для } S = 1, \quad (2)$$

$$\Phi_c = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_n(r_1)\Psi_m(r_2) + \Psi_m(r_1)\Psi_n(r_2)] \text{ для } S = 0$$

(множитель  $1/\sqrt{2}$  введён для нормировки волновой ф-ции). В состоянии с антисимметричной координатной ф-цией  $\Phi_a$  ср. расстояние между электронами оказывается большим, чем в состоянии с симметричной

ф-цией  $\Phi_0$ ; это видно из того, что вероятность  $|\Psi|^2 = |\Phi_0|^2 |\chi_c|^2$  нахождения электронов в одной и той же точке ( $r_1 = r_2$ ) в состоянии  $\Phi_0$  равна нулю. Поэтому ср. энергия кулоновского взаимодействия (отталкивания) двух электронов оказывается в состоянии  $\Phi_0$  меньшей, чем в состоянии  $\Phi_1$ . Поправка к энергии системы, связанная с взаимодействием электронов, определяется по теории возмущений:

$$E_{02} = K \pm A, \quad (3)$$

где знаки  $\pm$  относятся соответственно к симметричному и антисимметричному координатным состояниям,

$$K = e^2 \int \frac{|\Psi_0(r_1)|^2 |\Psi_0(r_2)|^2}{|r_1 - r_2|} d\tau_1 d\tau_2, \quad (4)$$

$$A = e^2 \int \frac{\Psi_0^*(r_1) \Psi_0(r_1) \Psi_0^*(r_2) \Psi_0(r_2)}{|r_1 - r_2|} d\tau_1 d\tau_2$$

( $e$  — заряд электрона,  $d\tau = dx dy dz$  — элемент объёма). Величина  $K$  имеет наглядный классич. смысл и соответствует электростатич. взаимодействию двух заряд. «облаков» с плотностями заряда  $e|\Psi_0(r_1)|^2$  и  $e|\Psi_0(r_2)|^2$ . Величину  $A$ , вводимую обменным интегралом, можно интерпретировать как электростатич. взаимодействие заряд. «облаков» с плотностями заряда  $e\Psi_0^*(r_1)\Psi_0(r_1)$  и  $e\Psi_0^*(r_2)\Psi_0(r_2)$  (звёздочка означает комплексное сопряжение), т. е. когда каждый из электронов находится одновременно в состояниях  $\Psi_0$  и  $\Psi_0^*$  (это бессмысленно с точки зрения классич. физики). Из (3) следует, что полная энергия пара- и ортоголиа с электронами в аналогичных состояниях отличается на величину  $2A$ . Т. о., хотя непосредственно спиновое взаимодействие мало и не учитывается, тождественность двух электронов в атоме гелия приводит к тому, что энергия системы оказывается зависящей от полного спина системы, как если бы между частицами существовало дополнительное, обменное взаимодействие. Очевидно, что  $O. v.$  в данном случае является частью кулоновского взаимодействия электронов и иным образом выступает при приближённом рассмотрении квантомеханич. системы, когда волновая ф-ция всей системы выражается через волновые ф-ции отд. частиц (в частности, в приближении Хартри — Фока; см. Хартри — Фока метод).

$O. v.$  эффективно проявляется в тех случаях, когда «перекрываются» волновые ф-ции отд. частиц системы, т. е. когда существуют области пространства, в к-рых с заметной вероятностью может находиться частица в разл. состояниях движения. Это видно из выражения для обменного интеграла  $A$ : если степень перекрытия состояний  $\Psi_0^*(r)$  и  $\Psi_0(r)$  незначительна, то величина  $A$  очень мала.

Из принципа тождественности следует, что  $O. v.$  возникает в системе одинаковых частиц даже в случае, если прямыми силовыми взаимодействиями частиц можно пренебречь, т. е. в идеальном газе тождества частиц. Эффективно оно начинает проявляться, когда ср. расстояние  $d$  между частицами становится сравнимым (или меньшим) с длиной волны де Бройля  $\lambda$ , соответствующей ср. скорости частиц. Поскольку  $d = n^{-1/3}$  (где  $n$  — концентрации частиц), а  $\lambda = h/p \approx h/\sqrt{mkT}$  (где  $p \approx \sqrt{mkT}$  — ср. импульс,  $m$  — масса частиц,  $T$  — абс. темп-ра), условие  $\lambda \geq d$  даёт простой критерий «включения»  $O. v.$  в идеальном газе:  $kT \leq h^2 n^{2/3} / m$  (условие вырождения).

Характер  $O. v.$  различен для фермионов и для бозонов. Для фермионов  $O. v.$  является следствием Паули принципа, препятствующего сближению тождества частиц с одинаковым направлением спина, и эффективно проявляется как отталкивание их друг от друга на расстояниях  $d \leq \lambda$ ; отличие от нуля энергии вырожденного газа фермионов (ферми-газа) целиком обусловлено таким  $O. v.$  Для сильно сжатого вещества, когда

$d$  значительно меньше размеров атомов (но больше ядерных),  $O. v.$  электронов (отталкивание) обуславливает осн. вклад в давление при низких темп-рах, удовлетворяющих условию вырождения. Такие условия осуществляются в звёздах типа *белых карликов*.

В системе тождеств. бозонов  $O. v.$ , напротив, имеет характер сильного притяжения частиц. Рассмотрение систем из большого числа одинаковых частиц производится на основе Ферми — Дирака статистики для фермионов и Бозе — Эйнштейна статистики для бозонов.

Если взаимодействующие тождества частицы находятся во внеш. поле, напр. в кулоновом поле ядра, то существование определённой симметрии волновой ф-ции и соответственно определённой корреляции движения частиц влияет на их энергию в этом поле, что также является обменным эффектом. Обычно (в атоме, молекуле, кристалле) это  $O. v.$  вносит вклад обратного знака по сравнению с вкладом  $O. v.$  частиц друг с другом. Поэтому суммарный обменный эффект может как понижать, так и повышать полную энергию взаимодействия в системе. Энергетич. выгода или невыгода состояния с параллельными спинами фермионов, в частности электронов, зависит от отн. величин этих вкладов. Так, в ферромагнетике (аналогично рассмотренному атому гелия) более низкой энергией обладает состояние, в к-ром спины (и магн. моменты) электронов в незаполненных оболочках соседних атомов параллельны; в этом случае благодаря  $O. v.$  возникает спонтанная намагниченность (см. Ферромагнетизм). Напротив, в молекулах с ковалентной хим. связью, напр. в молекуле  $H_2$ , энергетически выгодно состояние, в к-ром спины валентных электронов соединяющихся атомов антипараллельны.

$O. v.$  объясняет, т. о., закономерности атомной и молекулярной спектроскопии, хим. связь в молекулах, ферромагнетизм (и антиферромагнетизм), а также др. специфич. явления в системах одинаковых частиц.

Лит. см. при ст. Квантовая механика.

Д. А. Нурчица, С. С. Герштейн.

**ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** в магнетизме — специфич. явления квантомеханич. связи между носителями магнетизма в атомных ядрах, атомах, молекулах, газах и конденсир. средах (обменное взаимодействие, ковалентное обменное взаимодействие, РККИ-обменное взаимодействие). Первопроходчик  $O. v.$  является принцип неразличимости тождеств. частиц (тождественности принцип).  $O. v.$  по своему генезису имеет электростатич. происхождение. Как правило, энергия электр. взаимодействия микрочастиц больше (по порядку величины) энергии магн. взаимодействия. Это следует из сравнения квазиклассич. выражений для электр. энергии взаимодействия двух элементарных зарядов  $e \sim 10^{-10}$  СГСЭ (расположенных на атомном расстоянии  $a \sim 10^{-8}$  см), равной  $e^2/a \sim 10^{12}$  эрг, и энергии взаимодействия двух элементарных магн. моментов (магнетон Бора  $\mu_B \sim 10^{-20}$  СГСМ), равной  $\mu_B^2/a^3 \sim 10^{-10}$  эрг. В классич. физике все магн. свойства микро- и макро-систем определяются только магн. взаимодействиями микрочастиц. В те же время точки Кюри  $T_c$  магн. ферромагнетиков (т. е. темп-ра. выше к-рой ферромагнетизм исчезает) порядка  $10^2 \div 10^3$  К, и следовательно, соответствующие этим темп-рам энергии  $kT \sim 10^{14} \div 10^{15}$  эрг, что в десятки или сотни раз больше любой возможной энергии связи магн. связи. Кроме того, опыты Я. Г. Дорфмана (1927) по определению отклонения  $\beta$ -частиц в спонтанно намагниченном ферромагнетике показали однозначно, что внутри ферромагнетика нет никакого эфф. поля магн. происхождения. Эти факты позволяли предположить, что такое яркое магн. явление, как ферромагнетизм, по своему происхождению в основном не является магн. эффектом, а обусловлено электр. силами связи атомных носителей магнетизма в твёрдом теле. Связь магн. состояния простейших двух-электронных микросистем с электр. взаимодействием электронов была показана на примере атома гелия В. Гейзенбергом (В. Heisen-

berg, 1926) и молекулы водорода В. Гайтлером и Ф. Лондоном (W. Heitler, F. W. London, 1927). Расчёт для этих систем проводился при полном пренебрежении магнитными (спин-спиновыми, спин-орбитальными и орбит-орбитальными) взаимодействиями. Тем не менее оказывается, что энергия системы резко зависит от её магн. состояния. В двухэлектронной спиновой системе для  $s$ -состояний, в  $k$ -рых отсутствуют орбитальные магн. вклады, возможны два типа состояний: синглетное с нулевым результирующим спином  $S = 0$  и триплетное с результирующим спином  $S = 1$ . Полуразница между энергиями этих состояний  ${}^0\mathcal{E}$  и  ${}^2\mathcal{E}$  есть энергия  $O$ . в двухэлектронной системы, т. е.:

$$A = 1/2({}^0\mathcal{E} - {}^2\mathcal{E}). \quad (1)$$

Из (1) видно, что при  $A > 0$  имеем  ${}^2\mathcal{E} < {}^0\mathcal{E}$ , т. е. основным состоянием является триплетное намагнитченное состояние со спином  $S = 1$ . Напротив, при  $A < 0$  имеем  ${}^0\mathcal{E} < {}^2\mathcal{E}$  и основным состоянием является немагнитный синглет. По П. Дираку (P. A. M. Dirac, 1926) и Дж. Ван Флеку (J. H. Van Vleck, 1932), энергию двухэлектронной системы можно записать в виде

$$\mathcal{E} = 1/2({}^0\mathcal{E} + {}^2\mathcal{E}) - 1/2\kappa({}^0\mathcal{E} - {}^2\mathcal{E}), \quad \kappa = \pm 1; \quad (2)$$

при  $\kappa = -1$   $\mathcal{E} = {}^0\mathcal{E}$ , а при  $\kappa = +1$   $\mathcal{E} = {}^2\mathcal{E}$ . Из квантовой механики известно, что квадрат оператора вектора суммарного спина двухэлектронной системы  $S = s_1 + s_2$ , в единицах  $\hbar^2$ , равен  $S^2 = 3/2 + 2s_1s_2 = S(S+1)$ . Здесь  $s_1, s_2$  спиновые моменты одного электрона со спиновым квантовым числом  $s = 1/2$ , поэтому  $s_1 = s_2 = -s(s+1) = 3/4$ . Оператор  $(1/2 + 2s_1s_2)$  имеет собств. значения  $S(S+1) = 1, 0, +1, -1$ , совпадающие с возможными значениями параметра  $\kappa$  из (2) при  $S = 0$  и  $S = 1$ . Поэтому оператор энергии (2) можно записать как:

$$\mathcal{H} = \mathcal{E}_0 - 2As_1s_2, \quad (3)$$

где  $\mathcal{H}$  имеет требуемые собств. ф-ции по отношению к спину и точные собств. значения энергии. Здесь  $\mathcal{E}_0 = 1/2({}^0\mathcal{E} + {}^2\mathcal{E})$  — ср. энергия всех 4 спиновых состояний (синглетное с  $S = 0$  и трёх триплетных с  $S = 1$  и  $S_z = 0, +1, -1$ ) с учётом их статист. весов. Вычисление обменного параметра  $A$  требует знания волновых ф-ций задачи. Из (3) мы только знаем, что при  $A > 0$  основное состояние триплетное (магнитное), а при  $A < 0$  оно синглетное (немагнитное). Дирак и Ван Флек обобщили гамилтониан (3) на случай кристалла. Приближённая ф-ла обобщённого гамилтониана имеет вид

$$\mathcal{H}_{об} = \mathcal{E}_0 - 2 \sum_{i < k} A_{ik} s_i s_k. \quad (4)$$

Здесь  $s_i$  — операторы векторов спинов отд. электронов со спиновым квантовым числом  $1/2$ . Возможны и др. гамилтонианы обмена для более сложных типов связи. Обычно ф-лу (4) применяют к случаям, когда под векторами  $s_i$  подразумевают полные спины незаполненных  $d$ - или  $f$ -слоёв электронной оболочки атомов  $S_a = \sum_i s_i$ :

$$\mathcal{H}_{об} = \mathcal{E}_0 - 2 \sum_{\alpha < \beta} A_{\alpha\beta} S_{\alpha} S_{\beta}, \quad (5)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — номера узлов решётки. Законность перехода от (4) к (5) не столь очевидна и требует спец. исследования. Если считать, что обменный параметр заметно отличен от нуля только для узлов  $\alpha$  и  $\beta$  — ближайших соседей в решётке, то, вводя обозначение  $A = A_{\alpha\beta}$ , будем иметь вместо (5)

$$\mathcal{H}_{об} = \mathcal{E}_0 - 2A \sum_{\alpha < \beta} S_{\alpha} S_{\beta}, \quad (6)$$

где сумма берётся только по парам ближайших соседей.

Для квадрата суммарного спина всего кристалла снова, как и для двухэлектронной системы, имеем

$$\left( \sum_{\alpha=1}^N S_{\alpha} \right)^2 = \sum_{\alpha=1}^N S_{\alpha}^2 + \sum_{\alpha \neq \beta} S_{\alpha} S_{\beta} = NS(S+1) + \sum_{\alpha \neq \beta} S'_{\alpha} S'_{\beta} = S'(S'+1), \quad (7)$$

где  $S'$  — спиновое квантовое число всей системы  $N$  атомов. Число членов в двойной сумме в (7) равно  $N(N-1)$ , поэтому среднее от её отд. члена даётся выражением

$$\langle S_{\alpha} S_{\beta} \rangle = \frac{S'(S'+1) - NS(S+1)}{N(N-1)}. \quad (8)$$

Число членов в сумме (6) равно  $NZ/2$ , где  $Z$  — число ближайших соседей узла решётки. Поэтому ср. значение  $\mathcal{H}_{об}$  с точностью до аддитивной постоянной  $\mathcal{E}_0$  равно

$$\langle \mathcal{H}_{об} \rangle \approx - \frac{ZA}{N-1} [S'(S'+1) - NS(S+1)].$$

Результирующий спин  $S$  отд. узла решётки — порядки единицы, а число  $S'$  — порядка доли всех узлов кристалла, участвующих в намагнитченности,  $k$ -рая равна  $m = N/y$  (здесь  $y = 1/N\mu_B$  — относительная намагнитченность). Поэтому в ферромагнетиках с точностью до величин порядка  $N^{-1}$  имеем

$$\bar{\mathcal{H}}_{об} = \langle \mathcal{H}_{об} \rangle \approx - \frac{ZA}{N} m^2 = -NZAm^2. \quad (9)$$

Последнее эквивалентно выражению для энергии молекулярного поля в классич. феноменол. теории ферромагнетизма Вейса (P. Weiss, 1907). Однако квантовая теория даёт фн. интерпретацию электростатич. происхождения обменного параметра  $A$ , что не могло быть получено в классич. теории (см. *Молекулярное поле*). Используя даже очень грубое приближение обменной проблемы (приближение энергетич. центров тяжести по Гейзенбергу), получаем критерий для магн. состояния твёрдого тела:  $A > 0$  — это необходимое условие для возникновения ферромагнетизма, а  $A < 0$  — для немагн. состояния (антиферромагнетизма или парамагнетизма). Этот критерий, естественно, не может носить характера достаточного условия в силу приближённости теории энергетич. центров тяжести для локализов. атомых спиновых моментов в кристалле. Большие трудности возникают до сих пор как при попытках уточнения вида



Схема, иллюстрирующая связь четырех различных основных механизмов обмена в кристаллах с металлической (её преобладание указано вертикальной стрелкой, направленной вверх) и неметаллической (вертикальная стрелка, направленная вниз) связями для локализованных (горизонтальная стрелка, направленная влево) и не локализованных (горизонтальная стрелка, направленная вправо) моментов. Каждый тип обмена представляет двумя концентрическими окружностями; из них внутренняя окружность (сплошная линия) представляет основную область действия данного типа обмена, а внешняя (пунктирная линия) — возможную область (подчиненного) действия.

обменного гамильтониана (5), так и при проведении вычислений величин и определения знака обменного параметра  $\lambda$ . Совершенно по-особому следует рассматривать магнетики разл. типов (металлические, полупроводниковые и диэлектрические), кристаллы чистых элементов, их разл. сплавы (упорядоченные и неупорядоченные), аморфные твердые тела, *металлические стекла, спиновые стекла* и т. д., а также системы с локализованными или коллективизир. атомными магн. моментами. Во всех этих случаях требуется свой особый подход для выяснения типа обменной связи. Схематич. иллюстрацию ситуации обменной проблеме для магнетиков даёт наглядная схема, предложенная Херрингом (С. Herfing, 1966) (рис.).

Лит.: Helsenberg W., Mehrkörperprobleme und Resonanz in der Quantenmechanik 1-2, *z. Phys.*, 1926, Bd 38, S. 411; 1927, Bd 41, S. 239; его же, Zur Theorie des Ferromagnetismus, *z. Phys.*, 1926, Bd 40, S. 619; его же, Über die Spectra von Atomsystemen mit zwei Elektronen, *z. Phys.*, 1926, Bd 39, S. 499; Heitler W., London F., Wechselwirkung neutraler Atome und homopolare Bindung nach der Quantenmechanik, *z. Phys.*, 1927, Bd 44, S. 455; Дигас Р., Quantum mechanics of many-electron systems, *Proc. Roy. Soc.*, 1929, v. 123, p. 714; Ван Влекк J. H., The theory of electric and magnetic susceptibilities, *Rev.*, 1932; H e r f i n g C., в кн.: Magnetism, ч. 4, N. Y., 1968; Волосовский В. С. В., Magnetism, М., 1971; Нагаев Э. Д., Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988. С. В. Волосовский.

**ОБЩЕНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ** — характеристика отклика системы на внеш. воздействие. Внеш. силы (механич., электрич., магн.), соответствующие этому воздействию, описываются добавлением к гамильтониану  $H_0$  системы, на к-рую воздействуют, члена вида  $F(t)$ , где в классич. случае  $x$  — *общённая координата* системы, в квантовом случае — соответствующий оператор,  $F(t)$  — *общённая сила*, связанная с этой координатой (сопряжённая ей). Обобщённая сила определяется только внеш. условиями, она не зависит от свойств системы и является заданной ф-цией времени как в классическом, так и в квантовом случае.

О. в. (ф-ция отклика) яв. воздействия обладают рядом свойств, не зависящих от конкретного вида внеш. воздействия (напр., свойством аналитичности), что позволяет получить для них общие выражения. Кроме того, через О. в. выражаются некоторые характеристики системы в отсутствие внеш. поля. Предполагается, что в отсутствие внеш. поля квазигомогич. среднее значение  $\langle x \rangle = 0$ . Тогда линейная связь между  $\langle x \rangle$  и обобщённой силой  $F(t)$  выражается через ф-цию  $\chi(t-t')$ :

$$\langle x(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t-t') F(t') dt'$$

Отклик  $\langle x(t) \rangle$  не может зависеть от  $F(t')$  в моменты времени  $t < t'$ , т. е.  $\chi(t-t') = 0$  при  $t < t'$ , что является выражением *причинности* принципа. Выполнив преобразование Фурье, получим

$$\langle x(\omega) \rangle = \chi(\omega) F(\omega).$$

Ф-ция

$$\chi(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t) e^{i\omega t} dt,$$

определяющая поведение системы под действием внеш. поля, наз. О. в. Иногда вводят также обобщённый адмиттанс  $Y(\omega) = -i\omega\chi(\omega)$  и обобщённый импеданс  $Z(\omega) = i/\omega\chi(\omega)$ .

О. в.  $\chi(\omega)$  является в общем случае комплексной величиной:  $\chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$ . Поскольку величины  $\langle x \rangle$  и  $F(t)$  действительны, получаем:  $\chi'(\omega) = \chi'(-\omega)$  и  $\chi''(\omega) = -\chi''(-\omega)$ . Мнимая часть О. в. связана с диссипацией энергии в системе. Если на систему действует монохроматич. поле  $F(t) = \text{Re}\{e^{i\omega t}\}$ , то потери  $Q$  в единицу времени равны

$$Q = \omega\langle x(\omega) \rangle |f_0|^2/2.$$

Т. к. в устойчивых системах возможна только диссипация энергии ( $Q > 0$ ), то для них  $\chi''(\omega) > 0$ .

Матем. выражением принципа причинности является отсутствие полюсов у О. в. в верх. полуплоскости комплексной частоты. Это означает, что ф-ция  $\chi'(\omega)$  и  $\chi''(\omega)$  удовлетворяют *дисперсионным соотношениям*

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-\chi''(E)}{E-\omega} dE.$$

Здесь  $P$  — символ главного значения интеграла и предполагается, что  $\chi \rightarrow 0$  при  $\omega \rightarrow \infty$ . Из дисперсионных соотношений и положительности  $\chi''(\omega)$  следует, что статическая величина  $\chi(0)$  положительна:

$$\chi(0) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \chi''(\omega) d\omega > 0.$$

В общем случае, когда О. в. зависит не только от времени, но и от координат (пространств. дисперсия), необходимо учитывать релятивистский принцип причинности: причина не может влиять на следствие, если их мировые точки разделены пространственноподобным интервалом. Поэтому в однорядной системе для фурье-образа О. в.  $\chi(q, \omega)$  (где  $q$  — волновой вектор) получим:

$$\chi'(q, \omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi''(E, q - uE/c - \omega/c)}{E - \omega} dE,$$

где параметр  $u$  пробегает значения  $u < c$ ,  $c$  — скорость света в вакууме ( $u = 0$  соответствует обычным дисперсионным соотношениям).

Для определения О. в. по микроскопич. свойствам системы обычно используют *Кубо формулу*

$$\chi(\omega) = i\hbar^{-1} \int_0^{\infty} e^{i\omega t} \langle [\hat{x}(t), \hat{x}(0)] \rangle dt$$

(здесь  $[a, b]$  обозначает коммутатор величин  $a$  и  $b$ ), откуда можно получить т. в. с е н т р а л ь н о е представление для О. в.:

$$\chi(\omega) = \frac{1}{\hbar} \sum_n |\hat{x}_{nm}|^2 \left[ \frac{1}{\omega_{nm} - \omega - i0} + \frac{1}{\omega_{nm} + \omega + i0} \right],$$

где  $\hat{x}_{nm}$  — матричный элемент перехода из состояния с энергией  $\epsilon_n$  в состояние с энергией  $\epsilon_m$ , а  $\omega_{nm} = (\epsilon_m - \epsilon_n)/\hbar$  — соответствующая частота.

Мнимая часть О. в. (а следовательно, и диссипация энергии) связана с флуктуациями величины  $x$  при темп-ре  $T$  (т. в. *флуктуационно-диссипативная теорема*):

$$\chi''(\omega) = \hbar\omega^{-2} \text{cth}(\hbar\omega/2kT).$$

Для неск. флуктуирующих величин  $x_i$  эта теорема обобщается следующим образом:

$$\langle \hat{x}_i(\omega) \hat{x}_k(\omega) \rangle = (i\hbar/2) [\chi_{ki}^* - \chi_{ik}] \text{cth}(\hbar\omega/2kT).$$

Отсюда можно получить важные соотношения симметрии для О. в. В отсутствие внеш. магн. поля  $H$ :  $\chi_{ik}(\omega) = \chi_{ki}(\omega)$ . При наличии магн. поля  $\chi_{ik}(\omega, H) = \chi_{ki}(\omega - H)\epsilon_i\epsilon_k$ , где  $\epsilon_i$  и  $\epsilon_k$  принимают значения  $\pm 1$  в зависимости от того, как меняются знаки величин  $x_i$  и  $x_k$  при обращении времени. Эти соотношения можно рассматривать как обобщение принципа симметрии кинетич. коэф. (см. *Олсгера теорема*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971.

О. В. Дологов.  
**ОБЩЕНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА** — ядерная модель, одновременно учитывающая как одностатичные (нулевые), так и коллективные (колебательные и вращательные) степени свободы атомного ядра (см. *Коллективные возбуждения ядра*). О. м. я. представляет собой дальнейшее развитие *оболочечной модели* (независимых нуклонов), к-рая не объясняет ряд опытных фактов: большие величины электрич. *квадрупольных моментов*



ядра, природу слабо возбуждённых состояний ряда чётно-чётных и нечётных ядер и вероятностей перехода между ними.

О. м. я. предложена О. Бором (A. Bohr) и Б. Моттelsonом (B. H. Mottelson) в нач. 1950-х гг.; она основана на предположении о независимом движении нуклонов в поле с медленно меняющимся потенциалом. Нуклоны внутри заполненных оболочек образуют «остов», к-рый обладает коллективными степенями свободы и описывается с помощью модели жидкой капли (см. *Канальная модель ядра*). Нуклоны внешних, незаполненных оболочек, взаимодействуя с поверхностью этой капли, образуют оболочки, как правило, несферической, самоогласов. потенциал. Адиабатичность изменения этого потенциала позволяет отделить одночастичное движение нуклонов, происходящее в фиксир. потенциале, от коллективного движения, приводящего к изменению формы и ориентации ср. поля ядра. Такой подход аналогичен разделению движения электронов и ядер в молекулах.

В ядрах, близких к магическим ядрам, статич. деформация остова внеш. нуклонами меньше или сравнима с деформацией, обусловленной его нуклонными колебаниями. Эти ядра имеют сферич. форму, и коллективное движение в них связано с колебанием поверхности ядра. Наиб. развиты квадрупольные колебания, к-рые образуют спектр низших возбуждённых состояний большинства сферич. ядер (см. *Канальные возбуждения ядра*). Для ядер, удалённых от магических, статич. деформация больше динамической. Эти ядра являются деформированными (см. *Деформированные ядра*). Они обладают аномально большим электрич. квадрупольным моментом и имеют спектр вращат. возбуждений (см. *Вращательное движение ядра*).

Использование канальной модели для остова является упрощением (позволяющим избежать сложных многочастичных расчётов в оболочечной модели). Поэтому О. м. я. является феноменологической с априорным введением коллективных степеней свободы. Коллективный гамма-тонан этой модели содержит феноменологич. параметры (жесткость, массовые коэф. и т. п.), индивидуальные для каждого ядра. Результаты количеств. расчёта этих параметров на основе канальной или оболочечной модели не совпадали с экспериментом. Так, вычисления момента инерции по канальной модели приводили к значениям, на порядок меньшим наблюдаемых, а по оболочечной модели — в 2—3 раза большим наблюдаемых. Тем не менее О. м. я. позволила объяснить большие электрич. квадрупольные моменты ядер, усиление электрич. квадрупольных переходов с низших возбуждённых состояний и вредскавала вращат. возбуждения ядер.

Дальнейшее развитие О. м. я. связано с появлением теории сверхпроводимости. Использование идей этой теории и методов теории квантовых многочастичных систем позволило дать микроскопич. обоснование О. м. я. (см. *Сверхтекучая модель ядра*).

Лит.: Бор О., Моттelson Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971. И. М. Павличенко.

**ОБЩЕНАЯ ФУНКЦИЯ** — матем. понятие, обобщающее классич. понятие ф-ции. Потребность в таком обобщении возникает во многих техн., физ. и матем. задачах. Понятие О. ф. даёт возможность выразить в математически корректной форме такие идеализир. понятия, как плотность материальной точки, точечного заряда, точечного диполя, плотность (пространств.) простого или двойного слоя, интенсивность мгновенного источника и т. д. С др. стороны, в понятии О. ф. находят отражение тот факт, что реально нельзя измерить значение физ. величины в точке, а можно измерять лишь её ср. значения в достаточно малых окрестностях данной точки. Т.о., О. ф. служат удобным и адекватным аппаратом для описания распределений разл. физ. величин, поэтому О. ф. наз. также р а с п р е д е л е н и я м и.

О. ф. были введены впервые в кон. 20-х гг. 20 в. П. Дираком (P. A. M. Dirac) в его исследованиях по квантовой механике. Основы матем. теории О. ф. были заложены С. Л. Соболевым в 1936 при решении задачи Коши для гиперболич. ур-ний, а в 50-х гг. Л. Шварц (L. Schwartz) дал систематич. изложение теории О. ф. и указал на применение. Теория О. ф. имеет многочисл. применения и вошла в обиход математиков, физиков и инженеров.

Основные определения. Формально О. ф.  $f$  определяют как линейный непрерывный функционал над тем или иным векторным пространством достаточно «хороших» (основных) ф-ций  $\varphi(x)$ ;  $f: \varphi \rightarrow (f, \varphi)$ . Важным примером основного пространства является пространство  $D(O)$  бесконечно дифференцируемых финитных в открытом множестве  $O \subset \mathbb{R}^n$  ф-ций  $\varphi$ . Наим. замкнутое множество, вне к-рого  $\varphi = 0$ , наз. и м н о ж е с т в о м  $\varphi$ . Последовательность  $\varphi_k$  сходится к ф-ции  $\varphi$  в  $D(O)$ , если носители ф-ций  $\varphi_k$  содержатся в нек-ром ограниченном замкнутом подмножестве  $O$  и любая произвольная ф-ция  $\varphi_k(x)$  сходится при  $f \rightarrow \infty$  равномерно по  $x$  к соответствующей произвольной ф-ции  $\varphi(x)$ .

Примером основной ф-ции из  $D(\mathbb{R}^n)$  служит «шпалочка»

$$\omega_\alpha(x) = \begin{cases} C \exp[-\varepsilon^2(\varepsilon^2 - |x|^2)], & |x| \leq \varepsilon, \\ 0, & |x| > \varepsilon; \end{cases} \int \omega_\alpha(x) dx = 1.$$

Соответствующее  $D(O)$  пространство О. ф. обозначают  $D'(O)$ ;  $D = D(\mathbb{R}^n)$ ,  $D' = D'(\mathbb{R}^n)$ . Сходимость последовательности О. ф. из  $D'(O)$  определяют как с л а б у ю с х о д и м о с т ь функционалов в  $D'(O)$ , т. е.  $f_k \rightarrow 0$ ,  $k \rightarrow \infty$  в  $D'(O)$  означает, что  $(f_k, \varphi) \rightarrow 0$ ,  $k \rightarrow \infty$  для всех  $\varphi \in D(O)$ .

Для того чтобы линейный функционал  $f$  на  $D(O)$  был О. ф. в т. е.  $f \in D'(O)$ , необходимо и достаточно, чтобы для любого открытого множества  $O' \in O$  существовали числа  $K$  и  $m$  такие, что

$$|(f, \varphi)| \leq K \|\varphi\|_m, \quad \varphi \in D(O'), \quad (1)$$

где  $\|\varphi\|_m$  означает верх. граф модуля  $\varphi$  и её производных порядка  $\alpha \leq m$ .

Если в неравенстве (1) целое число  $m$  не зависит от  $O'$ , то О. ф.  $f$  имеет конечный порядок; наименьшее такое  $m$  наз. по-ряд-к-ом  $f$  в  $O$ . Т.о., в силу (1) всякая О. ф.  $f$  из  $D'(O)$  имеет конечный порядок в любом  $O' \in O$ .

Пространство  $D'(O)$  — полное: если последовательность О. ф.  $f_k$ ,  $k = 1, 2, \dots$ , из  $D'(O)$  такова, что для любой ф-ции  $\varphi \in D(O)$  числовая последовательность  $(f_k, \varphi)$  сходится, то функционал  $(f, \varphi) = \lim_{k \rightarrow \infty} (f_k, \varphi)$  принадлежит  $D'(O)$ .

Простейшими примерами О. ф. являются функционалы, порождаемые локально интегрируемыми в  $O$  ф-циями:

$$\varphi \rightarrow (f, \varphi) = \int (x) \varphi(x) dx, \quad \varphi \in D(O). \quad (2)$$

О. ф., определяемые локально интегрируемыми в  $O$  ф-циями  $f(x)$  по ф-ле (2), наз. р е г у л я р н ы м и О. ф. в  $O$ ; остальные О. ф. наз. с и н г у л я р н ы м и.

Примером сингулярной О. ф. в  $\mathbb{R}^n$  служит *дельта-функция* Дирака,  $(\delta, \varphi) = \varphi(0)$ ,  $\varphi \in D$ . Она описывает плотность массы 1, сосредоточенной в точке  $x = 0$ . При этом «шпалочка»  $\omega_\delta(x)$  аппроксимирует  $\delta$ -функцию,  $\omega_\delta \rightarrow \delta$ ,  $\varepsilon \rightarrow +0$  в  $D'$ . Пусть  $f \in D'(O)$  и  $\omega_\varepsilon(x) = (f, \omega_\varepsilon)$  наз. *регуляризованной* О. ф.  $f_\varepsilon$  и  $f_\varepsilon \rightarrow f$ ,  $\varepsilon \rightarrow +0$  в  $D'(O)$ . Более того, всякая  $f$  из  $D'(O)$  есть слабий предел ф-ции из  $D(O)$ . Последнее свойство иногда берут в качестве исходного для определения О. ф., что вместе с теоремой о полноте пространства О. ф. приводит к эквивалентному определению О. ф.

О. ф., вообще говоря, не имеют значений в отд. точках. Тем не менее можно говорить о совпадении О. ф. с локально интегрируемой ф-цией на открытом множестве: О. ф.  $f$  из  $D'(O)$  совпадает в  $O' \subset O$  с локально ин-

тегрируемой в  $O'$  функции  $f_0(x)$ , если её сужение на  $O'$  есть  $f_0$ , т. е. в соответствии с (2)

$$(f, \varphi) = \int f_0(x)\varphi(x)dx$$

для всех  $\varphi \in D(O')$ , при этом считается  $f = f_0(x)$ ,  $x \in O'$ . В частности, при  $f_0 \equiv 0$  получается определение того, что  $O. \phi.$  обращается в нуль в  $O'$ . Множество точек  $O$ , ни в какой окрестности которых  $O. \phi.$  не обращается в нуль, наз. в соответствии с  $O. \phi.$   $f$  и обозначается  $\text{supp } f$ . Если  $\text{supp } f \in O$ , то  $O. \phi.$   $f$  наз.  $\phi.$  и и т. в. н. в  $O$ .

Справедлива теорема о кусочном склеивании  $O. \phi.$  пусть в окрестности  $U_y \subset O$  каждой точки  $y$  задана  $O. \phi.$   $f_y$  из  $D'(U_y)$ , причём элементы  $f_y$  согласованы, т. е.  $f_{y_1} = f_{y_2}$  в  $U_{y_1} \cap U_{y_2}$ ; тогда существует  $O. \phi.$   $f$  из  $D'(O)$ , совпадающая с  $f_y$  в  $U_y$  при всех  $y \in O$ .

Напр., для  $\delta$ -функции Дирака:  $\text{supp } \delta = \{0\}$ .  $O. \phi.$   $\mathcal{S}(1/x)$ , определяемая равенством

$$(\mathcal{S}(1/x), \varphi) = \mathcal{S} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)x^{-1}dx, \quad \varphi \in D(\mathbb{R}^1),$$

наз. *главным значением интеграла* от  $\phi.$ -функции  $1/x$ ;  $\text{supp } \mathcal{S}(1/x) = \mathbb{R}^1$ .  $O. \phi.$   $\mathcal{S}(1/x)$  сингулярна в  $\mathbb{R}^1$ , однако на открытом множестве  $x \neq 0$  она регулярна и совпадает с  $1/x$ .

Поверхностная  $\delta$ -функция. Пусть  $U$  — кусочно гладкая поверхность и  $\mu$  — непрерывная  $\phi.$ -функция на  $S$ .  $O. \phi.$   $\mu \delta_S$  определяется равенством

$$(\mu \delta_S, \varphi) = \int_S (\mu(x)\varphi(x))dS_x.$$

При этом  $\mu \delta_S(x) = 0$  вне  $S$ ,  $\mu \delta_S$  — сингулярная  $O. \phi.$  Эта  $O. \phi.$  описывает пространств. плотность масс или зарядов, сосредоточенных на поверхности  $S$  с поверхностной плотностью  $\mu$  (и плотность простого слоя).

Линейные операции над  $O. \phi.$  вводят как расширение соответствующих операций над основными  $\phi.$ -функциями.

Замена переменных. Пусть  $f \in D'(O)$  и  $x = Ay + b$  — линейное преобразование  $O$  на  $O_1$ ,  $\det A \neq 0$ .  $O. \phi.$   $f(Ay + b)$  из  $D'(O_1)$  определяется равенством

$$(f(Ay + b), \varphi) = \int \frac{\varphi(A^{-1}(x-b))}{|\det A|} dx, \quad \varphi \in D(O_1). \quad (3)$$

В частности, если  $A = \lambda I$ ,  $\lambda \neq 0$  ( $x = \lambda y$  — подобие), то  $(f(\lambda y), \varphi) = |\lambda|^{-1} (f, \varphi(x/\lambda))$ ; если  $A = I$  ( $x = y + b$  — сдвиг на  $b$ ), то  $(f(y + b), \varphi) = (f, \varphi(x - b))$ . Ф-ла (3) позволяет определить трансляционно инвариантные, сферически симметричные, центральные симметричные, однородные, периодические и т. д.  $O. \phi.$

Пусть непрерывно дифференцируемая  $\phi.$ -функция  $a$  имеет только простые нули  $x_1, x_2, \dots$  на оси  $\mathbb{R}^1$ . Ф-цию  $\delta(a(x))$  определяют равенством

$$\delta(a(x)) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\delta(x - x_k)}{|a'(x_k)|}.$$

Напр.,  $\delta(-x) = \delta(x)$ ;  $(\delta(x - x_0), \varphi) = \varphi(x_0)$ ;  $\delta(x^2 - a^2) = (2a)^{-1} [\delta(x - a) + \delta(x + a)]$ ,  $a > 0$ ;

$$\delta(\sin x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - k\pi).$$

Произведение. Пусть  $f \in D'(O)$  и  $a \in C^\infty(O)$ , произведение  $af = fa$  определяется равенством

$$(af, \varphi) = (f, a\varphi), \quad \varphi \in D(O).$$

Оказывается, что  $af \in D'(O)$  и для обычных  $\phi.$ -функций произведение  $af$  совпадает с обычным умножением  $\phi.$ -функций  $f(x)$  и  $a(x)$ . Напр.,  $a(x)\delta(x) = a(0)\delta(x)$ ;  $x\mathcal{S}(1/x) = 1$ .

Однако эта операция произведения не допускает распространения на любые  $O. \phi.$  так, чтобы она была ассоциативной и коммутативной. В некоторых классах  $O. \phi.$

такое произведение можно определить, однако оно может оказаться неоднозначным.

Дифференцирование. Пусть  $f \in D'(O)$ . Обобщённую производную  $O. \phi.$   $f$

$$\partial^\alpha f(x) = \frac{\partial^{|\alpha|} f(x)}{\partial x_1 \dots \partial x_n}, \quad |\alpha| \equiv \alpha_1 + \dots + \alpha_n,$$

порядка  $\alpha = (\alpha_1, \dots, \alpha_n)$  определяют равенством

$$(\partial^\alpha f, \varphi) = (-1)^{|\alpha|} (f, \partial^\alpha \varphi), \quad \varphi \in D(O). \quad (4)$$

Т. к. операция  $f \rightarrow (-1)^{|\alpha|} \partial^\alpha f$  линейна и непрерывна, то функционал  $\partial^\alpha f$ , определяемый правой частью равенства (4), есть  $O. \phi.$  на  $D'(O)$ .

Имеют место след. свойства: операция  $f \rightarrow \partial^\alpha f$  линейна и непрерывна, любая  $O. \phi.$  из  $D'(O)$  бесконечно дифференцируема (в обобщённом смысле); дифференцирование не зависит от порядка; справедлива ф-ла Лейбница для дифференцирования произведения  $af$ , где  $a \in C(O)$ ; дифференцирование не увеличивает носителя; всякая  $O. \phi.$   $f$  из  $D'(O)$  во всяком открытом множестве  $O'$  есть нек-рая производная от непрерывной  $\phi.$ -функции в  $O'$ ; любое дифференц. ур-ние  $Lu = f$ ,  $f \in D'(O)$  с пост. коэф. разрешимо в  $D'(O)$ ; любая  $O. \phi.$   $f$  порядка  $N$  с носителем в точке  $0$  единств. образом представляема в виде

$$f(x) = \sum_{|\alpha| < N} a_\alpha \partial^\alpha \delta(x).$$

Напр.,  $\theta'(x) = \delta(x)$ , где  $\theta$  —  $\phi.$ -функция Хевисайда:

$$\theta(x) = 1, x \geq 0; \theta(x) = 0, x < 0; (\delta', \varphi) = -\varphi'(0);$$

$\phi.$ -функция  $-\delta'(x)$  описывает плотность зарядов, соответствующую дипольному моменту, равного  $+1$  в точке  $x = 0$  и ориентированного вдоль положительного направления оси  $x$ .

Обобщённый  $\delta'(x)$  является нормальная производная от плотности простого слоя на ориентируемой поверхности  $S$ :

$$\left( \frac{\partial}{\partial n} (\mu \delta_S), \varphi \right) = - \int_S \mu \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS_x.$$

$O. \phi.$   $-\delta(\mu \delta_S)/\partial n$  описывает пространств. плотность зарядов, соответствующих распределению диполей на поверхности  $S$  с поверхностной плотностью момента  $\mu$  и ориентированных вдоль заданного направления нормали  $n$  на  $S$  (плотность двойного слоя).

Общее решение ур-ния  $xu = 0$  в классе  $D'(\mathbb{R}^1)$  есть  $u(x) = C\delta(x)$ ;

$$x^m \delta^{(k)}(x) = 0, \quad k = 0, 1, \dots, m-1.$$

Тригонометрич. ряд

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k \exp(ikx), \quad |a_k| \leq A(1 + |k|)^m$$

сходится в  $D'$ , и его можно дифференцировать в  $D'$  почленно любое конечное число раз;

$$(2\pi)^{-1} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(ikx) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - 2k\pi).$$

Прямое произведение. Пусть  $f(x)$  и  $g(y)$  — локально интегрируемые  $\phi.$ -функции в пространствах  $\mathbb{R}^n$  и  $\mathbb{R}^m$  соответственно. Ф-ция  $f(x) \times g(y)$  локально интегрируема в  $\mathbb{R}^{n+m}$ , она определяет регулярную  $O. \phi.$

$$(f(x) \times g(y), \varphi) = \int f(x) \int g(y) \varphi(x, y) dx dy = (f(x), (g(y), \varphi)), \quad \varphi(x, y) \in D, \quad (5)$$

наз. *прямым произведением*  $f$  и  $g$ . Ф-ла (5) служит основой для определения прямого произведения  $O. \phi.$   $f(x)$  из  $D'(\mathbb{R}^n)$  и  $g(y)$  из  $D'(\mathbb{R}^m)$ . Прямое произведение

коммутативно и ассоциативно. Напр.,  $\delta(x) = \delta(x) \times \dots \times \delta(x)$ .

**Свёртка.** Если  $f(x)$  и  $g(x)$  локально интегрируемы в  $\mathbb{R}^n$  и ф-ция  $h(x) = \int |g(y)|f(x-y)dy$  также локально интегрируема в  $\mathbb{R}^n$ , то свёрткой  $f * g$  наз. ф-ция

$$(f * g)(x) = \int f(y)g(x-y)dy.$$

Эта ф-ция локально интегрируема в  $\mathbb{R}^n$  и определяет регулярную О. ф.:

$$(f * g, \varphi) = \int f(x)g(y)\varphi(x+y)dx dy = (f(x) \times g(y), \varphi(x+y)), \quad \varphi \in D. \quad (6)$$

Свёртка заведомо существует, если одна из ф-ций  $f$  или  $g$  финитна. Если свёртка существует, то она коммутативна:  $f * g = g * f$ ; справедливы ф-лы дифференцирования свёртки:

$$f * \partial^\alpha g = \partial^\alpha(f * g) = \partial^\alpha f * g.$$

Если учесть, что  $f * \delta = \delta * f = f$ , получим  $\partial^2 f = f * \delta^2$ .

Свёртка, вообще говоря, не ассоциативна. Однако если рассмотреть, напр., совокупность  $D^+$  О. ф. из  $D^+(\mathbb{R}^1)$ , обращаящихся в нуль при  $x < 0$ , то их свёртка существует и ассоциативна.

О. ф. из  $D^+$  наз. фундаментальными решеними в нем (ф-цией точечного источника) дифференц. оператора  $L(\partial)$  с пост. коэффициентами, если она удовлетворяет ур-нию

$$L(\partial)\delta(x) = \delta(x).$$

Зная фундам. решение  $\delta$  оператора  $L(\partial)$ , можно построить решение ур-ния  $L(\partial)u = f$  для тех  $f$  из  $D^+$ , для к-рых свёртка  $f * \delta$  существует, и это решение даётся ф-лой  $u = f * \delta$ . Напр., для ур-ния  $\Delta u = \delta(x)$

$$\delta(x) = \ln|x|/2\pi, \quad n=2; \quad \delta(x) = -1/4\pi|x|, \quad n=3$$

(см. также *Грина функция*).

Преобразования Фурье определяют для класса О. ф.  $S' = S'(\mathbb{R}^n)$  медленного роста. Пространство основных ф-ций  $S = S(\mathbb{R}^n)$  состоит из ф-ций, убывающих на бесконечности вместе со всеми производными быстрее любой степени  $|x|^{-1}$ . Норма в  $S$  задаётся выражением

$$\|f\|_p = \sup_{|x| \leq p} (1 + |x|^2)^{p/2} |\partial^\alpha f(x)|, \quad \varphi \in S, \quad p = 0, 1, \dots$$

Локально интегрируемые в  $\mathbb{R}^n$  ф-ция медленного роста содержится в  $S'$ , определяя по ф-ле (2) регулярные функции на  $S$ . Всякая О. ф. из  $S'$  есть нек-рая произвольная от непрерывной ф-ции медленного роста и, стало быть, имеет конечный порядок в  $\mathbb{R}^n$ .

Преобразование Фурье  $F[f]$  О. ф.  $f$  из  $S'$  определяется равенством

$$(F[f], \varphi) = (f, F[\varphi]), \quad \varphi \in S,$$

где

$$F[\varphi](\xi) = \int \varphi(x) \exp(i\xi \cdot x) dx, \quad \varphi \in S$$

классич. преобразование Фурье. Обратная операция и  $F$ :

$$F^{-1}[f] = (2\pi)^{-n} F[f(-\xi)], \quad f \in S'.$$

Основные ф-лы для  $f \in S'$ :

$$\partial^\alpha F[f] = F[(ix)^\alpha f], \quad x^\alpha = x_1^\alpha \dots x_n^\alpha,$$

$$F[\partial^\alpha f] = (i\xi)^\alpha F[f]; \quad F[f * g] = F[f]F[g],$$

если  $g$  финитна. Если О. ф.  $f$  — периодическая с перио-

дом  $T = (T_1, \dots, T_n)$ ,  $T_j > 0$ , то  $f \in S'$  и её можно разложить в тригонометрич. ряд

$$f(x) = \sum_{k \in \mathbb{Z}^n} c_k(f) \exp(i(k \cdot x)), \quad |c_k(f)| \leq A(1 + |k|)^m,$$

сходящийся к  $f$  в  $S'$ ; здесь

$$\omega = \left( \frac{2\pi}{T_1}, \dots, \frac{2\pi}{T_n} \right), \quad k\omega = \left( \frac{2\pi k_1}{T_1}, \dots, \frac{2\pi k_n}{T_n} \right).$$

Напр.,  $F[x^\alpha] = (2\pi)^{-n} (-i)^\alpha \delta(\xi)$ , в частности  $F[1] = (2\pi)^n \delta(\xi)$ ;  $F[\partial^\alpha \delta] = (-i\xi)^\alpha$ , в частности  $F[\delta] = 1$ ;  $F(\theta) = i(\xi \cdot \theta + i0) = i\theta(\xi) + i\theta^2(1/\xi)$ .

**Преобразование Лапласа** в одномерном случае. Пусть  $S'_+$  — пересечение множеств  $S'$  и  $D'_+$ , тогда множество О. ф. из  $D'_+$ , таких, что  $f(x)\exp(-\sigma x) \in S'_+$  при всех  $\sigma > a$ , обозначают  $D'_+(a)$ . Если  $f$  и  $g \in D'_+(a)$ , то  $f * g \in D'_+(a)$ , причём  $(f * g)\exp(-\sigma x) = f\exp(-\sigma x) * g\exp(-\sigma x)$ ,  $\sigma > a$ .

Пусть  $f \in D'_+(a)$ , тогда преобразование Лапласа  $f$  есть

$$L_f(p) = F[f(x)\exp(-\sigma x)](-\omega) = 2\pi^{-1} F[f(x)\exp(-\sigma x)](\omega), \quad \sigma > a.$$

$L_f(p)$  — аналитич. ф-ция в полуплоскости  $\sigma > a$ . Ф-цию  $f(x)$  наз. оригиналом, ф-цию  $L_f(p)$  — изображением, между ними имеется взаимно однозначное соответствие  $f(x) \leftrightarrow L_f(p)$ ,  $\sigma > a$ . Обратное преобразование определяют равенством

$$f(x) = (2\pi)^{-1} \exp(\sigma x) F_\omega[L_f(\sigma + i\omega)](x), \quad \sigma > a.$$

Справедливы след. ф-лы:

$$\partial^m L_f(p) \leftrightarrow (-x)^m f(x),$$

$$p^m L_f(p) \leftrightarrow \partial^m f(x),$$

$$(f * g)(x) \leftrightarrow L_f(p)L_g(p).$$

Напр.,

$$\partial^m \delta(x - \xi) \leftrightarrow p^m \exp(-\xi p), \\ \xi \geq 0, \quad p - \text{любое}, \quad m = 0, 1, \dots$$

Лит.: Гельфанд И. М., Шилов Г. Е. *Обобщенные функции*, т. 1—3, М., 1958; Дирак П. А. М. *Принципы квантовой механики*, пер. с англ., 2 изд., М., 1970; Шварц Л. *Математические методы для физических наук*, пер. с франц., М., 1965; Влادي м и ров В. С., *Уравнения математической физики*, 5 изд., М., 1969; Готтше, *Обобщенные функции в математической физике*, 2 изд., М., 1979; Антонов П. М., Микусинский Я., Сикорский Р., *Теория обобщенных функций*, Севенинский подход, пер. с англ., М., 1976; Рихтмайер Р., *Принципы современной математической физики*, пер. с англ., т. 1, М., 1982; Боголюбов Н. Н., Логанов А. А., Оксан А. В., Тодоров И. Т., *Общие принципы квантовой теории поля*, М., 1987.

В. С. Владимирова.

### ОБЩЕНЫЕ ИМПУЛЬСЫ — ф-за. величины,

$p_i$ , определяемые ф-лами  $p_i = \delta T / \delta \dot{q}_i$ , где  $T$  — кинетич. энергия, или  $p_i = \delta L / \delta \dot{q}_i$ , здесь  $L$  — *Лагранжа функция*.  $T$  и  $L$  относятся к классич. механич. системе, зависят от *общих координат*  $q_i$ , *общённых скоростей*  $\dot{q}_i$  и времени  $t$ . Размерности О. и. зависят от размерности обобщённой координаты. Если размерность  $q_i$  — длина, то  $p_i$  имеет размерность обычного импульса, т. е. произведения массы на скорость; если же координатой  $q_i$  является угол (величина безразмерная), то  $p_i$  имеет размерность момента кол-ва движения, и т. д.

**КООРДИНАТЫ** — независимые между собой параметры  $q_i$  ( $i = 1, 2, \dots, s$ ) любой размерности, число к-рых равно числу степеней свободы механич. системы и к-рые однозначно определяют положение системы. Закон движения системы в О. и. даётся в ур-ниях вида  $\ddot{q}_i = q_i(t)$ , где  $t$  — время. О. к. используются при решении мн. задач, особенно когда система подчинена связям, налагающим ограничения на её движение. При этом значительно уменьшается число ур-ний, описывающих движение системы по срав-

ненно, напр., с у-рядами в декартовых координатах (см. *Лагранжа уравнения механики*). В системах с бесконечно большим числом степеней свободы (сплошные среды, физ. поля)  $O$ , к. являются особые ф-ции пространств, координат и времени, наз. потенциалами, волновыми ф-циями и т. п.; при этом оказываются возможным характеризовать движение таких систем с помощью *Лагранжа функции*, зависящей определённым образом от выбранных  $O$ , к.

**ОБЩЕНЫЕ СИЛЫ** — величины  $Q_i$ , произведения  $k$ -рых на элементарные перемещения *обобщённых координат*  $q_i$  системы дают выражение элементарной работы действующих на систему сил. Т. о., выражение элементарной работы сил, действующих на систему с  $z$  степенями свободы, через  $O$ , с. имеет вид

$$\delta A = Q_1 \delta q_1 + Q_2 \delta q_2 + \dots + Q_k \delta q_k$$

С помощью *Лагранжа функции*  $L$ ,  $O$ , с. определяются ф-лами  $Q_i = \partial L / \partial q_i$  (см. также *Лагранжа уравнения механики*).

Размерность  $O$ , с. зависит от размерности соответствующей обобщённой координаты. Если размерность  $q_i$  — длина, то  $Q_i$  имеет размерность обычной силы; если же координата  $q_i$  — угол (величина безразмерная), то  $Q_i$  имеет размерность момента силы, и т. п.  $O$ , с. и *обобщённые импульсы*  $p_i$  связаны друг с другом так же, как обычные силы и импульсы, по второму закону Ньютона, т. е.  $dp_i/dt = Q_i$ .

**ОВОЩАЩИТЕЛЬНЫЙ СЛОЙ** — то же, что *антизапорный слой*.

**ОВОЛОЧЕННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА** — теория, основанная на представлении об атомном ядре как о системе нуклонов, движущихся независимо в потенциальном поле, создаваемом др. нуклонами. В более широком смысле с  $O$ , м. я. связывают модели ядра, для к-рых это т. к. ср. поле и одночастичное движение нуклонов являются исходными пунктами, а коллективные движения описываются на основе одночастичного. Так понимаемая  $O$ , м. я. — основа большинства совр. микроскопич. подходов в теории ядра. Обычно  $O$ , м. я. противопоставляется модели жидкой капли, в к-рой ядро рассматривается как непрерывная среда и движение отд. нуклонов не выделено (см. *Капельная модель ядра*).

$O$ , м. я. возникла в нач. 1930-х гг. на аналогии с моделью электронных оболочек атома. Её новизна было связано с обнаружением нерегулярностей в поведении энергии связи атомных ядер как ф-ции числа нейтронов в ядре  $N$  и протонов  $Z$  (массовое число  $A = N + Z$ ). Ядра, у к-рых числа  $N$  и  $Z$  соответствуют наиб. выраженным максимумам энергии связи (2; 8; 20; 28; 50; 82 и  $N = 126$ ), получили назв. *магических ядер*. Объяснение существования всех назв. ядер было дано М. Гённерт-Майер [М. Goepfert-Mayer] и Й. Х. Йенсенон (J. H. Jensen) [1] и отмечено Нобелевской премией.  $O$ , м. я. сыграла большую роль в развитии ядерной физики и в создании микроскопич. подходов в теории ядра.

**Одночастичная модель** — простейший вариант  $O$ , м. я. (нуклоны, движущиеся в ср. поле ядра, не взаимодействуют между собой). Волновая ф-ция ядра представляется в виде антисимметризов. произведения одночастичных волновых ф-ций  $\psi_k$  — решений одночастичного *Шрёдингера уравнения*. Входящий в это ур-ние потенциал  $O$ , м. я. является суммой центрального  $U_c$  и спин-орбитального  $U_{sl}$  членов. В сферич. ядрах  $U_c$  и  $U_{sl}$  зависят только от модуля радиуса-вектора  $r$ . В качестве  $U_c$ , как правило, берут т. н. потенциал  $S$  Аксона — Вудса:

$$U_c(r) = U_0 f(r), f(r) = [1 + \exp\{(r - R)/d\}]^{-1}, \quad (1)$$

где  $R = r_0 A^{1/3}$  ( $r_0$  — параметр, приблизительно равный среднему расстоянию между нуклонами в ядре) и параметр  $d$ , определяющий толщину диффузионного слоя, обычно одинаковы для нейтронов и протонов, а глубина потенциальной ямы  $U_0$  для нейтронов и протонов при  $N \neq Z$  различна. Она состоит из двух слагаемых: изоскаляр-

ного члена  $U_0$ , одинакового для нейтронов и протонов, и изовекторного члена  $U_1$ , вклад к-рого пропорц. нейтронному избытку и имеет разный знак для нейтронов и протонов:

$$U_0, p = U_0 + U_1(N - Z)/A. \quad (2)$$

Для протонов  $k$  (1) добавляется кулоновский потенциал. Его чаще всего аппроксимируют выражением для потенциала равномерно заряженной сферы.

Спин-орбитальный потенциал обычно полагают сосредоточенным в основном на поверхности ядра. Он аппроксимируется выражением

$$U_{sl} = W \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (\hat{s} \hat{l}).$$

Здесь  $\hat{s}$  и  $\hat{l}$  — операторы спинного и орбитального угл. моментов, величина  $W$ ,  $p$  определяется ф-лой, аналогичной (2). Существует множество наборов параметров потенциала  $O$ , м. я., типичные их значения:  $U_0 \approx -50$  МэВ,  $U_1 \approx 20$  МэВ,  $r_0 \approx 1,25$  фм,  $d \approx 0,6$  фм,  $W_0 \approx W_1 \approx 12$  МэВ фм<sup>3</sup>. Величина  $U_0$  заметно меньше  $U_c$ , но значительно превышает ср. энергию взаимодействия 2 нуклонов, к-рая по порядку величины колеблется от  $U_0/4$  до  $U_0 A^{1/3}$ , в зависимости от суммарного угл. момента взаимодействующей пары. Поэтому в ядрах, за исключением самых лёгких, осуществляется т. н.  $j$  — связь: орбитальный момент  $l$  и спин  $s$  складываются в полный угл. момент  $j$  нуклона, а векторы  $j$  отд. нуклонов складываются в полный угл. момент ядра  $I$ .

Состояние нуклона в сферич. ядре характеризуется полным моментом  $j$  и чётностью  $\pi$ . Это определяет и орбитальный момент  $l$ , т. к. два возможных (по правилам сложения угл. моментов) значения  $l = j \pm 1/2$  отвечают разл. чётности  $\pi = (-1)^l$ . Состояния нуклона с одинаковыми  $l$ ,  $j$  нумеруют в порядке увеличения энергии гл. квантовым числом  $n = 1, 2, \dots$  (число узлов радиальной волновой ф-ции равно  $n - 1$ ). Разл. состояния нуклона принято обозначать:  $1s_{1/2}$  ( $n = 1, l = 0, j = 1/2$ );  $1p_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$ ,  $2s_{1/2}$ , и т. п. Проекция  $m$  вектора  $j$  на ось  $z$  — квантования может принимать  $(2j + 1)$  значений от  $-j$  до  $+j$ . В сферич. ядре энергия  $\epsilon_n^j$  ( $\lambda = n, l, j, m$ ) не зависит от  $m$  и одночастичные уровни  $(2j + 1)$ кратно вырождены. В отсутствие  $U_{sl}$  вырожденными были бы и уровни с  $j = l \pm 1/2$ . Т. к. матричный элемент  $(\delta l)_{jj}$  на ф-циях  $\psi_n(r)$  зависит от  $j$  [равен  $l/2$  для  $j = l + 1/2$  и  $-(l + 1)/2$  для  $j = l - 1/2$ ], то включение  $U_{sl}$  снимает это вырождение, причём уровень  $o$   $j = l + 1/2$  опускается вниз, а  $s$   $j = l - 1/2$  поднимается вверх. Расстояние между соответствующими уровнями — спин-орбитальное расщепление  $\Delta_{sl}$  пропорц.  $(2l + 1)$ . Эта закономерность хорошо подтверждается экспериментально.

Согласно одночастичной  $O$ , м. я., нуклоны данного сорта ( $p$  или  $n$ ) заполняют  $j$ -уровень (подоболочку). Затем заполняется след. подоболочка. Подоболочки группируются в оболочки, разделённые энергетич. «зазорами», значительно превышающими ср. расстояние между уровнями (2—3 МэВ в лёгких ядрах и 0,5 МэВ — в тяжёлых). Эти «зазоры» наз. *магическими* в честь Аксона и Вудса (рис.).

Тенденция к группированию подоболочек в оболочки особенно выражена для потенциала гармонич. осциллятора, где в отсутствие  $U_{sl}$  вырождены все уровни с данным осцилляторным квантовым числом  $N = 2(n - 1) + l$  [2]. Причина этого явления связана с квазиклассич. условиями квантования орбит движущихся частицы в трёхмерной потенциальной яме [2]. Значения магич. чисел зависят от вида потенциала. На рис. приведена схема уровней для нейтронов и протонов в <sup>208</sup>Pb, рассчитанная для потенциала Аксона — Вудса. В более лёгких ядрах нек-рые детали схемы уровней изменяются, но в целом заполнение уровней происходит в соответствии со схемой (см. рис.). Она демонстрирует возникновение магич. чисел и роль в этом явле-

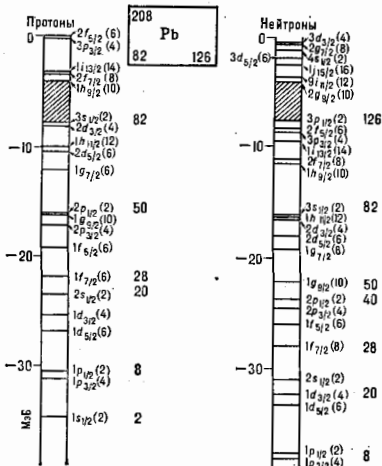


Схема одночастичных уровней  $^{208}\text{Pb}$  ( $N = 82$ ,  $Z = 126$ ) в потенциале Савсона - Вудса. В круглых скобках даны числа частиц на отдельных  $i$ -уровнях ( $N_i = 2i + 1$ ); справа указаны магические (и полумagicеские) числа, отвечающие заполнению оболочек. Загнтрихованы магюные просветы, отделяющие заполненные уровни от незаполненных.

шии  $U_{SL}$ . Первые оболочки:  $\{(1s_{1/2}), (1p_{3/2}, 1p_{1/2}), (1d_{5/2}, 2g_{7/2}, 1d_{3/2})\}$  совпадают с оболочками гармонического трёхмерного сферического симметричного осциллятора, где уровни внутри каждой оболочки были бы полностью вырождены. Почти такое же правило применимо и дальше, но здесь к данной оболочке присоединяется уровень из след. осцилляторной оболочки, имеющей наиб. значение  $l$ . Опускание уровней в ниж. оболочку связано с тем, что для дублетов с большими  $l$  спин-орбитальное расщепление превосходит по величине магюные просветы. Именно эти сплывшиеся в соседнюю оболочку ниж. уровни спин-орбитальных дублетов нейтронов и протонов с максимальными  $l$  и обеспечивают правильные значения магюч. чисел, кроме самых первых.

Помимо объяснения природы и правильного воспроизведения значений магюч. чисел одночастичная  $O. m. я.$  в большинстве случаев правильно описывает спины нечётных ядер. Она даёт одинаковые предсказания значений магю. и квадрупольных электрич. моментов, а также вероятностей  $\beta$  и  $\alpha$ -переходов в нечётных ядрах (ядра с нечётным  $A$ ). Так, магю. момент нечётного ядра в одночастичной  $O. m. я.$  (индекс од.) определяется только последним нуклоном и даётся простыми  $\Phi$ -ямами (Т. Шмидт, Th. Schmidt, 1937), содержащими только гиромог. отношения свободных нуклонов (см. Барюми). Согласно этим  $\Phi$ -ям, магю. момент [в единицах ядерного магнетона  $3,1524515(53) \times 10^{-19}$  МэВ/Гс] для протонно-нечётного ядра ( $Z$  нечётное,  $N$  чётное):

$$\mu = \mu_p = j[1 - 2,29/(j + 1)] \quad \text{при } j = l - 1/2;$$

$$\mu = \mu_p = j + 2,29 \quad \text{при } j = l + 1/2.$$

Для нейтронно-нечётного ядра:

$$\mu = \mu_n = 1,91j/(j + 1) \quad \text{при } j = l - 1/2;$$

$$\mu = \mu_n = -1,91 \quad \text{при } j = l + 1/2.$$

Т. о., в одночастичной  $O. m. я.$  магю. моменты нечётных ядер должны располагаться на двух парах т. н. линий Шмидта. Эксперим. значения  $\mu$  всегда находятся между линиями Шмидта, при этом, как правило, отличия  $\mu$  от шмидтовских значений порядка 20—30%. Магю. моменты нечётно-нечётных ядер с большой точностью равны векторной сумме магю. моментов соответствующих нечётных ядер.

Вероятности  $\alpha$ -магю. переходов магю. тина связаны с величинами магю. моментов. Так,  $M1$ -переходы связаны с излучением  $\gamma$ -кванта магю. дипольного излучения при изменении ориентации спинового магю. момента. Эксперим. значения вероятностей перехода  $B(M1)$ , как правило, отличаются от предсказаний одночастичной  $O. m. я.$  не более чем в 2—3 раза. Отдельно стоят т. н.  $i$ -запрещённые  $M1$ -переходы. Это одночастичные переходы с изменением орбитального момента  $l$  на 2, напр. переход  $d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ . В одночастичной  $O. m. я.$  такие переходы строго запрещены, т. к. ответственный за них оператор спина не может изменить орбитальный момент частиц. В действительности эти переходы происходят, но с вероятностью на 2—3 порядка меньшей, чем разрешённые  $M1$ -переходы, в к-рых  $l$  не меняется (напр.,  $d_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$ ). Снятие  $i$ -запрета связано с поправками к одночастичной  $O. m. я.$  [2]. Магю. переходы высших мультипольности также качественно объясняются мультипольностью  $O. m. я.$

Характеристики ядер  $O. m. я.$  описывают хуже. Электрич. квадрупольный момент протоннонечётного ядра с  $p_j$  протонами на незаполненном  $j$ -уровне в одночастичной  $O. m. я.$  даётся выражением

$$Q = -\frac{2}{5}(r_0^2)_{jj} \frac{j - p_j + 1/2}{j + 1}, \quad (3)$$

куда входит ср. значение  $(r_0^2)_{jj}$  от квадрата радиуса по состоянию  $\Phi_j(r)$ , зависимость к-рого от деталей потенциала  $O. m. я.$  невелика.  $\Phi$ -ял (3) правильно определяют знак квадрупольных моментов большинства протонно-нечётных ядер, но расхождения с экспериментом достигают иногда целого порядка. Ещё больше расхождения с экспериментом в случае нейтронно-нечётных ядер. Здесь  $O. m. я.$  предсказывает  $Q = 0$ , тогда как измеренные значения  $Q$  в большинстве случаев сравнимы с  $Q$  протонно-нечётных ядер.

Одночастичная  $O. m. я.$  предсказывает отсутствие электрич. квадрупольных переходов ( $E2$ ) в нейтронно-нечётных ядрах, а они идут почти с такими же вероятностями, что и в протонно-нечётных ядрах. В последних же расхождения с экспериментом в величине вероятностей ещё сильнее, чем в случае квадрупольных моментов. Наиб. сильные расхождения между эксперим. и теоретич. значениями квадрупольных моментов и вероятностей электрич. квадрупольных переходов наблюдались для ядер в области редкоземельных элементов ( $150 \leq A \leq 180$ ) и актинидов ( $A \geq 220$ ). Именно это обстоятельство наряду с нек-рыми др. фактами (напр., скачок в величине изотопич. смещений уровней атомных  $\alpha$ -электронов в районе  $A \approx 150$ ) послужило толчком к предположению о несферичности тяжёлых ядер (см. Деформированные ядра).

Одночастичные состояния в деформированных ядрах. Идеи  $O. m. я.$  были обобщены для описания одночастичных состояний в деформир. ядрах, где они служат основными ротат. полюс в нечётных ядрах. Все известные деформированные ядра аксиально симметричны. Кроме того, они обладают т. н.  $\beta$ -инвариантностью — симметрией по отношению к повороту на угол  $\beta$  относительно любой оси, перпендикулярной оси симметрии  $z$ . Статич. моменты деформир. ядер говорят о близости их формы к форме аксиального эллипсоида с характерными значениями параметра деформации (эксцентриситет эллипсоида)  $\delta \sim 0,2 - 0,3$ . В таком случае не зависящая от спина нуклона часть среднего ядерного потенциала может быть представлена в виде

$$U(r, \theta) = U_0(r) + U_2(r)P_2(\cos\theta), \quad (4)$$

где  $\theta$  — азимутальный угол,  $P_{\theta}(z)$  — полином Лежандра. По масштабу величины  $|U_{2j} \sim \delta| U_{1j}$ . Аналогично модифицируется и выражение для  $U_{2j}[2]$ .

В аксиальном потенциале полный угл. момент частицы  $l$  не сохраняется, сохраняется лишь его проекция  $\Omega$  на ось  $z$ . При малых деформациях  $\delta$ , рассматривая второй член в (4) как малое возмущение, для уровня энергии можно получить

$$e_{n,l,i,j} = e_{n,l,i,j}^0 - \frac{3\Omega^2 - j(j+1)}{4j(j+1)} (U_{2j})_{n,l,i,j}, \quad (5)$$

где  $(U_{2j})_{n,l,i,j}$  — ср. значение  $U_{2j}(r)$  по состоянию  $(n, l, j)$ . Деформация ядра снимает вырождение по  $|\Omega|$ . Остаётся лишь как следствие  $R$ -инвариантности вырождение по знаку  $\Omega$ . В вытянутом ядре энергетически выгоднее состояния с малыми  $|\Omega|$ , в сжатом — с большими.

Деформация ядра разрушает оболочечную структуру одночастичных уровней. Это происходит из-за того, что уже при  $\delta \approx 0,2-0,3$  второй член в (5) превосходит по величине магтов просвет между оболочками сферич. ядра и оболочка перенумеровывается. Однако при увеличении деформации снова возникает оболочечная структура, характеризующаяся чередованием густоты и разреженности одночастичных уровней.

При больших деформациях требуется численное решение уравн. Шрёдингера в деформ. внешнем поле, но качеств. картину можно понять, рассматривая потенциал ангармонического осциллятора с неравными частотами колебаний вдоль ( $\omega_z$ ) и перпендикулярно ( $\omega_{\perp}$ ) оси  $z$ ;  $\omega_z$  и  $\omega_{\perp}$  связаны с параметром деформации соотношениями:  $\omega_z \approx \omega_0(1 - 2\delta/3)$ ;  $\omega_{\perp} \approx \omega_0(1 + \delta/3)$ . В осцилляторном потенциале движение разделяется на независимые колебания вдоль и перпендикулярно оси  $z$ , а энергии

$$e_{n_z, n_{\perp}} = (n_z + 1/2)\hbar\omega_z + (n_{\perp} + 1/2)\hbar\omega_{\perp},$$

где  $n_z = n_x + n_y$  — полное число квантов колебания по осям  $x$  и  $y$ . Т. о., состояния с различными  $n_x$  и  $n_y$ , но с одним  $n_z$  вырождены. При значении  $\delta$  при  $k$ -ром оттошении осцилляторы частот рационально ( $\omega_z/\omega_{\perp} = p/q$ ;  $p, q$  — целые числа), возникает дополнит. вырождение уровней, отвечающих одному и тому же значению комбинации  $N = pn_z + qn_{\perp}$  (оболочечное квантовое число в деформ. ядрах). Хотя это вырождение по  $N$  в реальном ядре снимается из-за отличия ср. поля от потенциала осциллятора, тенденция к восстановлению оболочечной структуры с ростом параметра деформации  $\delta$  сохраняется и для неосцилляторных потенциалов.

**Смешивание конфигураций.** Многочастичная модель оболочек. В более совершенных вариантах О. м. я. помимо ср. поля вводится т. н. остаточное взаимодействие между нуклонами, т. е. дополнительное к взаимодействию, формирующему потенциал ср. поля. В результате к основной, одночастичной компоненте волновой ф-ции ядра примешиваются более сложные, многочастичные компоненты (конфигурации). В многочастичной О. м. я. выделяет один или несколько частично заполненных («валентных») уровней поверх инертного «остова» (заполненные оболочки) и пытаются учесть все возможные конфигурации частиц, находящихся на выделенных уровнях. При этом применяются методы теории *супра*, к-рые в простейших случаях позволяют однозначно найти многочастичную волновую ф-цию ядра. С ростом помера оболочки и числа валентных нуклонов вычислит. трудности быстро растут. Но даже в тех случаях, когда точный расчёт невозможен, из него сложно извлечь физически важную информацию.

Успешней оказались подходы, в к-рых рассматриваются лишь нек-рые многочастичные конфигурации, связанные с простейшими остовами возбуждениями, но кол-во «валентных» уровней достаточно велико или даже неограничено. Простейшее возбуждение остова

отвечает переходу одной из частиц остова в незаполненное состояние, в результате чего в остовае образуется «дырка». Соответствующие конфигурации наз. состояниями типа «частица—дырка». Полуларным методом является т. н. «приближение случайных фаз», в к-ром учтены возбуждения типа «1 частица — 1 дырка», а также наиб. существенные из возбуждений остова типа «2 частицы — 2 дырки».

Учёт смешивания конфигураций объясняет (по крайней мере, качественно)  $l$ -запрещённые переходы, отклонение магт. моментов от линий Шмидта, значения квадрупольных моментов нейтрально-нечётных ядер и нек-рые др. факты, непонятные с точки зрения одночастичной О. м. я. Кроме того, приближение случайных фаз служит основой описания в рамках О. м. я. коллективных возбуждений чётно-нечётных ядер — как низколежащих поверхностных *колебательных возбуждений ядер*, так и *гигантских резонансов* [2].

Одно из наиб. существенных проявлений остаточного взаимодействия — спаривание магт. нуклонов в ядре и ядерная сверхтекучесть (см. *Сверхтекучая модель ядра*). Одночастичная О. м. я. с учётом ядерной сверхтекучести в сочетании с капельной моделью применялась и к вычислению масс ядер и барьеров деления [3].

**Обоснование и интерпретация О. м. я.** Концепция квазичастиц. По характеру осн. идей О. м. я. тесно связана с таким микроколич. подходом, как приближение самогласов. поля. Простейший вариант теории самогласов. поля — метод Хартри — Фока в ядрах «работает» плохо из-за сильного взаимодействия между нуклонами. В методе Хартри — Фока с эфф. силами используется обычная для О. м. я. волновая ф-ция и вводится феноменологич. эффективное взаимодействие между нуклонами в ядре, к-рое отличается от взаимодействия двух свободных нуклонов (в частности, оно сильно зависит от плотности). Этот метод позволил количественно описать свойства ядра (энергии связи, радиусы и т. п.). В нём меньше «подгончатся» параметры, т. к. ср. поле, к-рое в О. м. я. задаётся независимо от остаточного взаимодействия, здесь рассчитывается.

Ключ к пониманию О. м. я., а также метода Хартри — Фока с эфф. силами дают теории ферми-жидкости Ландау и построенная на её принципах теории кохечных ферми-систем (ТКФС) [3]. Основа этих теорий — концепция квазичастиц, согласно к-рой в ферми-системе с сильным взаимодействием между частицами существует ветвь одночастичных фермионных возбуждений — квазичастиц, движущихся в ср. поле, создаваемом др. частицами. Если энергия квазиэлектричного возбуждения велика, то оно может жить достаточно долго; вероятность испытать неупругое столкновение мала из-за действия принципа Паули, резко ограничивающего число допустимых кохечных состояний. Свойства таких возбуждений похожи на свойства возбуждённого числа независимых фермионов, помещённых в потенциальную яму. Так, спин их равен  $1/2$ , заряд по отношению к электр. полю равен  $e$  для протонной квазичастицы и  $0$  — для нейтронной. Все эти утверждения следуют из точных законов сохранения.

Квазичастицы взаимодействуют между собой. В большинстве случаев можно ограничиться парным взаимодействием квазичастиц, к-рое эффективно учитывает и многочастичные взаимодействия частиц и поэтому отличается от взаимодействия свободных нуклонов. В теории ферми-жидкости коллективные возбуждения системы описываются в терминах этого эфф. взаимодействия с помощью ур-ния, учитывающего явн. только двухчастичные корреляции и по форме совпадающего с ур-нием приближения случайных фаз. Именно возможность ограничить двухчастичными корреляциями обуславливает выигрыш при переходе от частиц к квазичастицам.

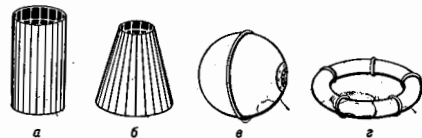
В теории кохечных ферми-систем эфф. взаимодействие квазичастиц предполагается универсальным для

всех ядер и задается феноменологически. Использование ур-ний ферми-жидкостного типа (см. *Квантовая жидкость*) позволило описать не только коллективные возбуждения чётных ядер, но также статич. электрич. и магн. мультипольные моменты, вероятности  $\alpha$ -лаб. и  $\beta$ -переходов в нечётных ядрах и мн. др. ядерные характеристики.

Концепция квазичастиц оказалась плодотворной и при описании глобальных ядерных свойств: энергий связи, плотностей, самосогласов. поля. Была сформулирована самосогласов. ТКФС, по своим возможностям совпадающая с методом Хартри — Фока с эфф. силами, но более последовательная [4]. Используемое эфф. взаимодействие квазичастиц зависит от их энергий и скоростей. Поэтому и ср. поле, действующее на квазичастицу, также зависит от её энергии и скорости [4]. Квазичастичные волновые ф-ции подчиняются ур-нию, подобному ур-нию Шрёдингера с зависящей от координат эфф. массой  $m^*(r)$ . Эфф. массы нейтронов и протонов в ядре очень близки к массам свободных нуклонов. О. м. я. сыграла важную роль в развитии ядерной физики и в создании современных микроскопич. подходов в теории ядра.

Лит.: 1) Гесперт-Майер М., Йенсен И., Элементарная теория ядерных оболочек, пер. с англ., М., 1958; 2) Бор О., Моттезельсо Е., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; 3) Мигдал А. В., Теория нечетных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; 4) K h o d e l V. A., S a p e r s t e i n E. E., Finite Fermi systems theory and self-consistency relations, «Phys. Rep.», 1982, т. 92, № 5, p. 183. Э. Е. Савицкий.

**ОБОЛОЧКА** — твердое деформируемое тело, ограниченное двумя криволинейными поверхностями, расстояние между к-рыми (толщина  $O$ ) мало по сравнению с двумя другими размерами. Поверхность, к-рая делит пополам толщину  $O$ , наз. срединной поверхностью; в зависимости от очертания  $O$  различаются по форме (рис.).  $O$  классифицируются также по полной кривизне срединной поверхности — т. е. гауссовой



Оболочки различной формы: а — цилиндрическая оболочка кругового сечения; б — коническая; в — сферическая; з — торoidalная.

кривизне: положительной — сферические, эллипсоидальные; нулевой — цилиндрические, конические; отрицательной — гиперболоид, параболоиды, тороидальные кругового или эллипсоидального сечения во внутр. его части.  $O$  могут иметь постоянную или переменную толщину. В зависимости от материала  $O$  могут быть изотропными или анизотропными.

Под воздействием внеш. нагрузок в  $O$  возникают внутр. усилия, равномерно распределенные по толщине (т. е. мембранные напряжения или напряжения в срединной поверхности), и усилия изгиба, образующиеся в сечениях  $O$ , изгибающие и крутящие моменты, а также поперечные силы. Благодаря наличию мембранных усилий  $O$  сочетает значит. жесткость и прочность со сравнительно малой массой. Если напряжениями изгиба при расчёте  $O$  можно пренебречь, то её наз. безмоментной. Наличие моментов характерно для участков  $O$ , прилегающих к краям (т. е. краевой эффект), в зонах быстрого изменения геометрии, вблизи мест приложения сосредоточенных нагрузок. Если напряжения лежат в пределах пропорциональности для материала  $O$ , то для расчёта  $O$  пользуются зависимостями *упругости теории*. В статич. расчёте на прочность и жесткость определяют напряжения, деформа-

ции и перемещения разл. точек  $O$  в зависимости от заданной нагрузки. Как правило, в расчётах на прочность прогибы  $O$  (перемещения вдоль нормали к срединной поверхности) могут считаться малыми по сравнению с толщиной  $O$ ; тогда соотношения между перемещениями и деформациями линейны; соответственно линейными (в упругой задаче) будут основные дифференц. ур-ния.

При определении несущей способности  $O$  часто встречаются случаи, когда осн. напряжения лежат за пределами действия *Гука закона* для материала  $O$ . Тогда в качестве исходных зависимостей следует принимать ур-ния *пластичности теории*. При проектировании конструкций из  $O$ , находящихся в условиях повышенных темп-р, надо учитывать соотношения *ползучести теории*.

Важным для  $O$  является расчёт на устойчивость (см. *Устойчивость упругих систем*). Специфич. особенность тонкостенных  $O$ . — потеря устойчивости в виде хлюпка или прощелкивания, выражающегося в резком (катастрофич.) переходе от одного устойчивого равновесного состояния к другому. Этот переход наступает при разл. нагрузках, в зависимости от нач. несовершенств формы  $O$ , нач. напряжений и др. Если рассчитывать  $O$  на устойчивость с помощью линейных ур-ний (как это принято для стержней или пластинок), то можно определить лишь т. е. верхнюю критич. нагрузку. Реально  $O$  теряют устойчивость часто значительно раньше, в зависимости от указанных выше факторов. Поэтому устойчивые расчёты на устойчивость проводятся с помощью геометрически нелинейных зависимостей. Практич. расчёты должны вестись с учётом эксперим. данных, с их статистич. обработкой. При проектировании уникальных сооружений из  $O$ . — с учётом их устойчивости — целесообразно проводить предварит. эксперименты над их моделями. Своеобразие процесса потери устойчивости  $O$  описывается с геом. стороны *катастроф теорией*. Для обеспечения устойчивости равновесия  $O$  часто приходится подкреплять рёбрами, напр. фюзеляжи и крылья летат. аппаратов, некоторые типы тонкостенных перекрытий.

В задачах динамики  $O$  рассматриваются периодич. колебания и нестационарные процессы, связанные с быстрым, или ударным, нагружением. Раздел теории  $O$ ., связанный с реакцией выполненных из них конструкций на быстро возрастающую нагрузку, наз. расчётом на динамику устойчивости. В отд. случаях несущая способность  $O$ ., подверженных потере устойчивости, при быстром нагружении резко возрастает по сравнению со случаем медленного нагружения. Важным является при этом анализ процесса распространения упругих волн в материале  $O$ .

При обтекании  $O$  потоком жидкости или газа могут наступить неустойчивые (автоколебательные) режимы, определение к-рых составляет раздел т. н. гидро-или *аэроупругости*. К ним относятся явления классич. и навального флаттера; наблюдаются также явления срывного флаттера. Вынужденные колебания  $O$  под действием срывных течений носят хаотич. Вм. разл. разделов динамики  $O$  следует вести расчёт на основании нелинейных зависимостей.  $O$  широко применяются в качестве покрытий аэраий, в летат. аппаратах, деталях разл. машин и т. д.

Отд. класс  $O$  составляют т. е. мягкие  $O$ ., применяемые, напр., для парашютов. Подобные  $O$  не могут иметь жестких зон; они являются также безмоментными. При воздействии срывных течений мягкие  $O$  подвергаются ползканию.

Наряду с металлиз.  $O$  в авиации, кораблестроении и др. областях техники всё более широко применяются  $O$ ., изготовленные из композит. и керамич. материалов. К ним относятся также  $O$ ., имеющие разл. строение по толщине, с чередующимися жесткими слоями и слоями связующего. Введение композит. материалов даёт возможность обеспечить необходимую прочность и

жёсткость конструкции при заметно снижающейся массе. Расчёты О., выполненных из композиц. материала, а также трёхслойных и многослойных О. представляют собой отд. разделы общей теории О.

Для расчёта О. как элементов конструкции наравне с аналитич. методами всё шире применяются самые различные числ. методы, реализуемые с использованием ЭВМ. Наиб. интенсивно развиваются методы конечных элементов и метод многоуровневых суперэлементов. Применяются также метод конечных разностей, метод динамик, программирования и др. Числ. методы служат для установления напряжённо-деформир. состояния О. и параметров их устойчивости и динамики. Подобные методы могут быть также приложены для анализа процесса возникновения и распространения трещин в материале О. При этом выводится т. н. сингулярные элементы, отображающие напряжённое состояние у вершины трещины. Такой анализ может служить для определения параметров т. н. лавинного процесса распространения трещин, напр. в магистральных трубопроводах.

Лит.: Власов В. З., Общая теория оболочек и ее приложения в технике, М.—Л., 1949; Новожилов В. В., Теория тонких оболочек, Л., 1951; Гольденвейзер А. Л., Теория упругих тонких оболочек, 2 изд., М., 1976; Амбарцумян С. А., Общая теория анизотропных оболочек, М., 1974; Вольмир А. С., Оболочки в потоке жидкости и газа, Задачи аэроупругости, М., 1978; е го же, Оболочки в потоке жидкости и газа, Задачи гидроупругости, М., 1979; Палли О. М., Спирин В. Е., Анизотропные оболочки в строительстве, Л., 1977; Методы расчёта оболочек, под ред. А. Н. Гузя, т. 1—5, К., 1980—82; Васильев В. В., Методы анализа конструкций из композиционных материалов, М., 1988.

А. С. Вольмир.

**ОБОРАЧИВАЮЩАЯ СИСТЕМА** — оптич. система, предназначенная для поворота изображения на  $180^\circ$  вокруг оптич. оси. О. с. используются в первую очередь в зрительных трубах для наблюдения наземных (а не астрономических) объектов и в микроскопах с целью восстановления правильной (прямой) ориентации изображения объекта, т. к. большинство объективов форми-



Рис. 1. Схема линзовой оборачивающей системы.

руют перевернутое. В этих приборах О. с. располагаются обычно между объективом и окуляром.

О. с. бывают призмными и линзовыми. Помимо оборачивающего действия О. с. может изменять габариты оптич. системы, укорачивая её (призмная О. с.) или удлиняя (линзовая О. с.). Обычно линзовая О. с. (рис. 1) состоит из двух сложных линз 2 и 3 и добавочной плоско-выпуклой линзы 1, наз. коллективной, расположенной вблизи фокальной плоскости объектива, предшествующего О. с. Коллектив 1 формирует изображение входного зрачка этого объектива между линзами 2 и 3, что позволяет свести к минимуму поперечные размеры О. с. Линзовая О. с. позволяет осуществлять скачкообразное или плавное (панкратическое) изменение масштаба изображения при перемещении всей О. с. или её отд. частей вдоль оптич. оси. Однако применение линзовых О. с. вызывает неизбежное ухудшение качества изображения, связанное с наличием таких трудноустраняемых aberrаций, как кривизна изображения и вторичный спектр. Линзовые О. с. используются в перископах подводных лодок.

В призмных О. с. наиб. употребительны призмочувствительные с взаимно перпендикулярными графами (т. н. призмы Порро). Проходя через неск. призм, луч испытывают полное внутр. отражение от граней и выходит параллельно своему первонач. направлению, а изображение объекта оказывается перевернутым на  $180^\circ$  без изменения величины. На рис. 2

представлена призмная оборачивающая О. с. Пехана, используемая в совр. малогабаритных биноклях. Преимуществом призмных О. с. перед линзовыми являются значительно меньшее расстояние между объективом и окуляром (что позволяет использовать их, напр., в биноклях) и значительно меньшие aberrации, легко поддающиеся компенсации aberrациями др. компонентов оптич. системы, как правило aberrациями объектива.

Рис. 2. Призмная оборачивающая система Пехана.

В нек-рых типах совр. оптико-электронных приборов используются волоконно-оптич. О. с. — т. н. поворотники, представляющие собой жгут оптич. волокон, выходной торец к-рых повернут на  $180^\circ$  относительно входного торца.

А. П. Грамматин.

**ОБОРОТНЫЙ МАЯТНИК** — прибор для эксперим. определения ускорения свободного падения  $g$ . Представляет собой физ. маятник в виде, напр., массивной пластины (рис.) с двумя трёхгранными ножами, из к-рых один неподвижен, а другой может перемещаться вдоль прорези на пластине. Острые рёбра ножей  $O_1$  и  $O_2$ , помещаемые попеременно на неподвижную опору, служат осями качаний О. м. Подвижный нож перемещают вверх или вниз до тех пор, пока периоды колебаний О. м. вокруг каждой из осей не совпадут. Расстояние  $O_1O_2 = l$  между осями измеряют с помощью вешёвской нити на пластину пикалы с нулевым. Тогда по свойствам физ. маятника  $O_2$  будет для  $O_1$  центром качаний, и наоборот, а период малых колебаний О. м. будет при этом равен  $T = 2\pi\sqrt{l/g}$ . Зная значения  $T$  и  $l$  из опыта, можно по данной ф-ле вычислить  $g$ . О. м. позволяет определить величину  $g$  со значительно более высокой степенью точности, чем матем. маятник.

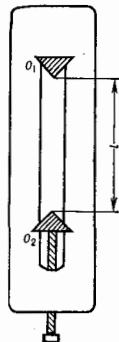


Схема оборотного маятника.

**ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ** — см. Анализ данных.

**ОБРАТИМОСТИ ТЕОРЕМА** (принцип обратности хода лучей света) — одно из осн. положений геометрической оптики, согласно к-рому путь элементарного светового потока, распространяющегося в оптич. средах 1, 2, 3... по лучу ABCD..., заменяется на прямо противоположный путь DCBA, если свет исходит в направлении, противоположном первоначальному. О. т. широко используется, в частности, при расчёте оптич. систем и построении изображений оптических, даваемых такими системами.

О. т. в простейшем исполнении является следствием Снеллиа закона преломления света, применяемого к двум любым расположенным одна за другой средам из последовательности 1, 2, 3...:  $\sin i_1/\sin i_2 = -n_2/n_1 = n_{12}$ , где  $n_{12}$  — относит. показатель преломления,  $n_2$  и  $n_1$  — показатели преломления в второй и первой средах,  $i_1$  — угол падения луча света на границу раздела сред,  $i_2$  — угол преломления во вторую среду. При замене  $i_1$  на  $i_2$  (и наоборот) значения углов остаются неизменными, т. к. неизменны  $n_1$  и  $n_2$ . Аналогичное положение справедливо и при отражении света, поэтому О. т. можно пользоваться в любой (как линзовой, так и зеркальной) оптич. системе.

О. т. предполагает, что ослабление луча света при его прохождении через оптич. среды не зависит от замены направления луча на противоположный. Это следует из обратности Френеля формул относительно направления света.



О. т. применима и для системы, состоящих из сред с плавно изменяющимися значениями  $n$ . В средах, для к-рых характерна оптич. анизотропия, а также при высоких интенсивностях световых потоков (лазерное излучение) вопрос о применимости О. т. усложняется см. *Обращение голового фронта*.

Лит.: Тудоровский А. Я., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.—Л., 1948; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976. Г. Г. Савосарец.

**ОБРАТНЫЙ ПРОЦЕСС** в термодинамике — процесс перехода термодинамич. системы из одного состояния в другое, к-рый может протекать как в прямом, так и в обратном направлении через те же промежуточные состояния. О. п. должен протекать столь медленно, чтобы его можно было рассматривать как непрерывный ряд равновесных состояний. Это означает, что процесс должен быть медленным по сравнению с процессами установления термодинамич. равновесия в данной системе. Строго говоря, О. п. характеризуется бесконечно медленным изменением термодинамич. параметров (плотности, давления, темп-ры и др.), определяющих равновесие системы. Такие процессы наз. также квазистатическими или квазиравновесными.

Обратности квазиравновесного процесса следует из того, что любое промежуточное состояние есть состояние термодинамич. равновесия и не чувствительно к тому, идёт ли процесс в прямом или обратном направлении. Т. о., квазистатичность изменения термодинамич. параметров есть достаточное условие обратимости термодинамич. процесса.

О. п. — одно из осн. понятий равновесной макроскопич. термодинамики. Действительно, *первое начало термодинамики* формулируется для О. п. в виде равенства  $di = \delta Q + \delta A$  между бесконечно малым приращением энергии  $di$  и суммой подведённого тепла  $\delta Q$  и элементарной работы  $\delta A$ , совершаемой над системой при квазистатич. процессе, а *второе начало термодинамики* — в виде равенства  $dS = \delta Q/T$  между дифференциалом энтропии  $dS$  и отношением  $\delta Q$  к темп-ре  $T$  в абс. шкале, что справедливо для О. п. Для *необратимого процесса* второе начало формулируется в виде неравенства  $dS > \delta Q/T$ , ограничивающего возможные направления процесса.

Все процессы в природе протекают с конечной скоростью и сопровождаются явлениями трения или теплопроводности, поэтому они необратимы. О. п. — идеализация реальных процессов, протекающих так медленно, что необратимыми явлениями можно пренебречь. Иногда быстрые процессы можно рассматривать приближённо как квазиравновесные, если равновесие успевают установиться во всей системе, а в её малых элементах объёма, и *производством энтропии* можно пренебречь (напр., распространение звука в приближении идеальной гидродинамики).

Микроскопич. теорию О. п. изучают в *статистической физике*, где рассматривают малые квазистатич. возмущения распределения Гиббса при медленном изменении внеш. параметров.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*.

Д. Н. Зубарев

**ОБРАТНАЯ ВОЛНА** — волна с противоположно направленными фазовой и групповой скоростями. Впервые термин «О. в.» введён в ВЧ-электронике, где на взаимодействии О. в. с электронными пучками основано действие широкого класса СВЧ-приборов — *ламп обратной волны*. Волны с подобными свойствами известны также в пространственно-периодич. структурах и средах.

Простейшими примерами О. в. являются системы с плоскими волнами, в частности в линиях передачи, где распространение волн возможно только вдоль к. л. определённого направления. В однородных линиях передачи для гармонич. процессов  $\text{Re exp } i(\omega t - kz)$ , когда фазовая скорость равна  $v_\phi = \omega/k$ , а

групповая скорость  $v_{gr} = d\omega/dk$ , существует О. в. при

$$\frac{k}{\omega} \frac{d\omega}{dk} < 0. \quad (*)$$

Здесь  $\omega = \omega(k)$  — дисперсионная характеристика (см. *Дисперсия волн*),  $k$  — волновое число.

По существу  $v_{gr}$  является скоростью перемещения волнового пакета — набора гармонич. волн с частотами  $\omega \in [\omega_0 - \Delta\omega, \omega_0 + \Delta\omega]$  из узкого интервала  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ , так что поток энергии  $S$  и её поперечная плотность  $W$  связаны соотношением  $S = W v_{gr}$ . Поскольку  $W$  всегда говоря, положительна, то в О. в. направление переноса энергии противоположно направлению перемещения фаз.

Условие (\*), согласно к-рому  $(\omega/v_\phi)(dv_\phi/d\omega) > 1$ , может выполняться только в системах с т. н. аномальной дисперсией, когда  $(\omega/v_\phi)(dv_\phi/d\omega) > 0$ . На рис. 1 приведено несколько примеров дисперсионных характеристик: для волн в волноводах с замагниченной плазмой (1) и в волноводах, частично заполненных изотропной плазмой (2), для быстрых циклотронных волн в потоках заряж. матиц, направленных магн. полем (3).

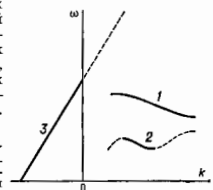


Рис. 1. Дисперсионные характеристики обратных волн (сплошные линии); пунктирные линии соответствуют прямым волнам.

В периодич. структурах, когда волновые процессы можно представить в виде набора (ряд Флоке) пространств. гармоник

$$\text{Re exp } i(\omega t - k_0 z - (2\pi/D)nz), \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где  $D$  — период, обратными являются гармоники с  $n < -(k_0 D/2\pi)$ , поскольку направление их фазовых скоростей противоположно направлению потока энергии волны. При синхронном взаимодействии одной из таких пространств. гармоник с к. л. др. волнами, потоками частиц или просто периодически расположенными излучателями термин «О. в.» относится и к волне в целом, если вклад остальных гармоник в энергообмен неустествен.

Напр., для печки связанных маятников дисперсионная характеристика состоит из отд. ветвей (рис. 2), к-рые в области  $k < 0$  соответствуют обратным гармоникам, т. к. их фазовые скорости отрицательны, а направление групповой скорости, общей для всех пространств. гармоник, положительно. В фильтре высоких частот (рис. 3, а) О. в., в отличие от предыдущего, является и осн. гармоника, расположенная в интервале  $-\pi/D < k < \pi/D$ .

Как известно, в потоках частиц, в линиях передач с активными элементами и вообще в неравновесных средах возможно распространение волновых возмущений с т. н. отрицательной «севдоэнергией», т. е. волн, возбуждение к-рых приводит к уменьшению энергии системы. Если такая волна обратная,  $(k/\omega)(d\omega/dk) < 0$ , то направление переноса энергии в ней будет совпадать с направлением фазовой, а не групповой скорости. О. в. с положительной и отрицательной энергиями приводят к разл. эффектам при синхронном взаимодействии их с обычными прямыми,  $(k/\omega)(d\omega/dk) > 0$ , волнами. Если в первом случае возникает полоса зашорения (рис. 4, а), т. е. область частот  $\Delta\omega_c$ , где  $\text{Im } k \neq 0$  даже при отсутств. тепловых потерь, то во втором — система становится абсолютно неустойчивой и амплитуды обеих взаимодействующих волн в полосе  $\Delta k_n$  (рис. 4, б) нарастают во времени экспоненциально; причём в волне с отрицат. «севдоэнергией» это происходит за счёт уменьшения энергии, а в волне с положит. энергией — соответственно за счёт её увеличения.

В однородной и изотропной среде групповая скорость  $v_{gr}$  и волновой вектор  $k$ , определяющий перемещение фаз  $\exp i(\omega t - kx)$ , могут быть только параллельными (прямые волны) или антипараллельными (О. в.). Интересным примером О. в. являются плоские эл-

Рис. 2. Дисперсионная характеристика волн, распространяющихся в плочке уругосвязанных маятников. Левая ветвь ( $k < 0$ ) соответствует обратной пространственной гармонике.

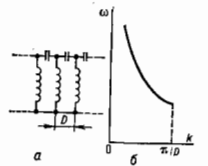
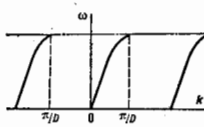


Рис. 3. Электрическая схема фильтра высоких частот (а) и дисперсионная характеристика распространяющихся в нём волн с отрицательной групповой скоростью  $v_{gr} < 0$  (б).

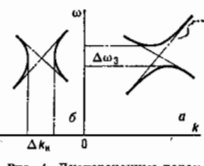


Рис. 4. Дисперсионные характеристики связанных прямой и обратной волн: обе волны с положительной энергией (а), одна из волн с положительной, а другая с отрицательной энергиями (б).

маги. волны в «экзотической» среде с электрич. и магн. проницаемостями  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$ , осуществимой в принципе с помощью искусств. рассеивателей. В акустической же среде понятия прямых и О. в. строго применимы лишь к вполне определённым направлениям, связанным с гл. осями тензора восприимчивости или деформации.

Лит.: Бриллиуэн Л., Пароди М., Распространение волн в периодических структурах, пер. с франц., М., 1959; Силян Р. А., Сазонов В. П., Замедляющие системы, М., 1966; Веселаго В. Г., Электродинамика вещества с отрицательно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$ , «ФНТ», 1967, т. 92, с. 517.

**ОБРАТНАЯ РЕШЕТКА** — периодич. решётка в обратном пространстве, элементарные векторы трансляции  $k$ -рой  $b_i$  связаны с осн. векторами трансляции  $a_i$  исходной Браве решётки (прямой решётки) условиями

$$b_i a_j = \begin{cases} 2\pi, & i = j; \\ 0, & i \neq j. \end{cases} \quad (1)$$

Узлы О. р. задаются соотношениями  $G = \sum L_i b_i$ , где  $L_i$  — произвольные целые числа,  $i = 1, 2, 3$  для трёхмерной решётки,  $i = 1, 2$  для двухмерной. Размерность О. р. совпадает с размерностью прямой решётки. Так, для трёхмерной прямой решётки О. р. является трёхмерной с элементарными векторами трансляции, равными в соответствии с (1):

$$b_1 = 2\pi[a_2 a_3]/V; \quad b_2 = 2\pi[a_3 a_1]/V; \quad b_3 = 2\pi[a_1 a_2]/V. \quad (2)$$

Здесь  $V = (a_1 [a_2 a_3])$  — объём элементарной ячейки прямой решётки; объём элементарной ячейки О. р. равен  $(2\pi)^3/V$ . Вектор О. р.  $G_{hkl} = hb_1 + kb_2 + lb_3$  перпендикулярен плоскости с индексами кристаллографическими  $h, k, l$ .

Между прямыми и О. р. имеется взаимно однозначное соответствие, причём прямая решётка является обратной к обратной. Поэтому для каждого кристалла О. р. вводится однозначно, а симметрия О. р. полностью определяется симметрией решётки Браве кристалла. Напр., О. р. для простой кубич. решётки — простая кубическая, для гранецентр. кубической — объёмно-центрир. кубическая (и наоборот) и т. д.

Понятие О. р. является одним из основных в физике твёрдого тела. О. р. определяет структуру простран-

ств на квазимпульсов *квазичастиц*. Их волновые векторы определены с точностью до векторов трансляции О. р.  $G$ ; состояния квазичастиц, для которых квазимпульсы отличаются на величину  $hG$ , а остальные квазиэнергетические числа одинаковы, тождественны. Поэтому область всех физически неэквивалентных значений волнового вектора квазичастицы образует элементарную ячейку О. р. Соответственно энергетич. спектр квазичастиц и др. ф-ции волнового вектора являются периодич. ф-циями векторов трансляции О. р. При этом мн. характеристики квазичастиц кристалла могут задаваться разложением в ряд Фурье по векторам трансляции О. р. Это позволяет перейти к квазимпульсовому представлению для операторов и волновых ф-ций квазичастиц по аналогии с переходом к импульсовому представлению для частиц в свободном пространстве (см. *Импульсное представление в квантовой механике*).

Экстремумы энергетич. спектра обычно соответствуют точкам высокой симметрии ячеек О. р. При столкновениях квазичастиц сумма их квазимпульсов сохраняется с точностью до  $G$  (см. *Переходные процессы*). Визнера — Зейтца ячейка О. р. является первой Бриллюэновской зоной для кристалла.

О. р. — важный матем. образ, наглядный многочисл. применения в кристаллографии и физике твёрдого тела. Напр., понятие О. р. удобно использовать при описании дифракции частиц на кристаллич. решётке (см. *Дифракция нейтронов, Нейтронография структурная, Рентгеновский структурный анализ, Электронография*). Соответственно нейтронно- и рентгенограммы кристалла могут дать изображение О. р.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979. А. З. Мейерчук.

**ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ** — воздействие результатов к.-л. процесса на его протекание; самовоздействие, взаимовлияние разл. степеней свободы *динамической системы*. Если нач. отклонение к.-л. характеристики процесса от её исходного значения приводит благодаря действию О. с. к дальнейшему росту этого отклонения, то О. с. наз. *положительной*, а в противоположном случае — *отрицательной*.

Термин «О. с.» первоначально появился в радиоэлектронике, где им обозначалась электрч. воздействие анодной цепи лампового усилителя на цепь сетки усиливающей лампы (см. *Генератор электромагнитных колебаний*). Впоследствии этот термин использовался для обозначения воздействия управляемого процесса на орган управления автоматич. регулирования, а также для обозначения эффектов взаимовлияния хим. и тепловой степеней свободы системы в теории теплового взрыва. При разработке теории нелинейных колебаний понятие О. с. применялось Л. И. Мандельштамом, А. А. Андроновым и др. для общей характеристики особенностей нелинейного взаимодействия разл. степеней свободы динамич. систем. Термин «О. с.» широко использовался по отношению к любым эффектам самовоздействия в физ., хим., биол., социологич. и др. системах, осуществляемым либо с помощью внеш. цепи, либо в силу природы их внутр. устройства.

Простейшим примером системы с положительной О. с. является усилитель с громкоговорителем, звуковой сигнал к-рого воздействует на микрофон, подключённый к входу усилителя. Хорошо известный эффект самовозбуждения такой системы обусловлен О. с., реализуемой по акустич. каналу. Аналогично положительная О. с. по оптич. каналу осуществляется с помощью телекамеры, установленной против экрана телевизора, на вход к-рого через усилитель подается сигнал с телекамеры (рис. 1). Результатом самовозбуждения в такой системе являются спонтанно возникающие узоры на экране телевизора.

В качестве примера устройств с отрицательной О. с. можно привести разл. системы автоматич. регулирования. Так, механич. отрицательная О. с. имеется в цент-

робежном регуляторе Уатта, используемом для стабилизации скорости вращения вала паровой машины. Исследование Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) и И. А. Вышнеградским свойств такого регулятора положило начало теории О. с. В стабилизаторе напряжения

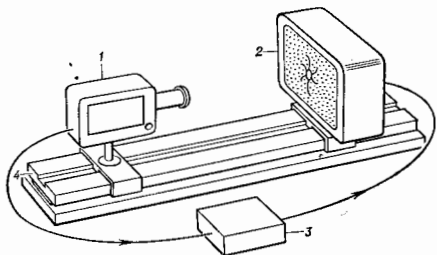


Рис. 1. Блок-схема электрооптической системы с обратной связью: 1 — телерама; 2 — монитор; 3 — усилитель в цепи обратной связи; 4 — оптическая связь.

в результате электрич. отрицательной О. с. происходит увеличение (или уменьшение) напряжения, вызывающее соответственное увеличение (или уменьшение) его внутр. сопротивления. По аналогичному принципу сконструирована автоматич. регулировка усиления в радиоприёмниках и ряде др. устройств.

Системы с О. с. часто представляют в виде схемы, на к-рой сигнал с выхода усилителя поступает на его вход (рис. 2). В общем случае блок «усилитель» на схеме понимается как устройство, осуществляющее по известному закону преобразование входного сигнала  $z$  в выходной сигнал  $X$ . Преобразование сигнала О. с.  $x \rightarrow X$  по известному или заданному алгоритму происходит в цепи О. с.

Для полного теоретич. описания системы, изображённой на рис. 2, необходимо также задать правило отщепления сигнала  $x$  в цепь О. с. от общего сигнала  $Z$

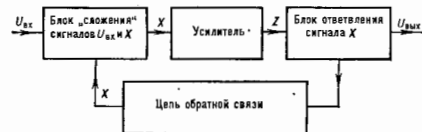


Рис. 2. Блок-схема системы с обратной связью.

на выходе усилителя и закон «сложения» сигнала  $X$  с входным сигналом  $U_{вх}$  на входе усилителя. Важной характеристикой О. с. при этом является коэф. передачи  $\beta$  по каналу О. с., к-рый показывает долю выходного сигнала, передаваемого на вход усилителя,  $X = \beta Z$ . В устройствах автоматич. регулирования в цепь О. с. отщепляется «сигнал ошибки», т. е. разности сигнала на выходе усилителя и нек-рого эталонного сигнала  $U_0$ . Соответственно, закон «сложения» сигналов на входе усилителя может иметь как простейший вид  $z = U_{вх} + X$ , так и более сложный, учитывающий, напр., фазовые соотношения между сигналами переменного тока. Задачей теории О. с. является описание поведения системы с разл. законами преобразования  $x \rightarrow Z$ ,  $Z \rightarrow x$ ,  $x \rightarrow X$ ,  $(X, U_{вх}) \rightarrow z$ , к-рые могут иметь характер алгебраич. действий, дифференцирования, интегрирования и т. п.

В радиоэлектронике используются термин «запаздывающая О. с.» для цепей О. с., содержащих лишь задержки. Если цепь О. с. по переменному току содержит

фазосдвигающие элементы, то О. с. наз. комплексной. В нелинейной оптике и нек-рых др. дисциплинах вместо термина «запаздывающая О. с.» используют термин «инерционное самовоздействие» или «инерционная нелинейность». В теории автоматич. регулирования употребляют термин «непрерывная О. с.», если сигнал О. с. подаётся на вход системы в течение всего процесса управления, или «прерывистая О. с.», если сигнал по цепи О. с. поступает периодически (или по заданной программе). О. с., охватывающая всю систему управления в целом, наз. полной, для О. с., замыкающейся в отд. части системы, используются термин «локальная О. с.». В биологии О. с. характеризуют по механизму её реализации (напр., кинетич. О. с. или биохим. О. с.), а также по функциональному назначению соответствующей цепи (О. с. для регуляции метаболич. процессов, О. с. в цепи гормональной регуляции и т. п.).

В связи с чрезвычайно общим, междисциплинарным характером понятия «О. с.» его дальнейшую детализацию удобно проводить, отрываясь от числа степеней свободы и типа преобразования сигналов в модели, изображённой на рис. 2.

О. с. в сосредоточенных системах осуществляется посредством зависимости скоростей  $dx_i/dt$  от значений самих величин  $x_i$ , характеризующих процесс в данный момент времени. Теоретически такая связь описывается системой обыкновенных дифференц. ур-ний:

$$\frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, \dots, x_n), \quad i = 1, \dots, n, \quad (1)$$

где  $f_i$  — нек-рые функции, в общем случае — нелинейные;  $n$  — размерность фазового пространства.

Величины  $x_i$  оказывают воздействие на величины скоростей  $dx_i/dt$ , а скорости  $dx_i/dt$  в свою очередь инерционным образом влияют на величины  $x_i$ , определяя их ирражение  $dx_i$  за интервал времени  $dt$ . В результате осуществляется самовоздействие — величины  $x_i$  оказывают влияние на самих себя.

Важнейшим элементом анализа системы (1) является исследование *бифуркации* стационарных решений при изменении параметров задачи и соответствующих изменений фазового портрета системы (см. *Нелинейные колебания и волны*).

Наглядным примером влияния О. с. на динамику системы с  $n = 1$  может служить теория тлеющего взрыва. В этой теории скорость изменения темп-ры  $dT/dt$  определяется конкуренцией энерговыделения химической реакцией  $Q_n = W \exp(-T_0/T)$  и теплопотерей  $Q_n = \eta(T - T_n)$ :

$$\frac{dT}{dt} = W \exp(-T_0/T) - \eta(T - T_n). \quad (2)$$

Здесь  $T_0$  — энергия активации реакции,  $T_n$  — темп-ра окружающей среды,  $W$  и  $\eta$  характеризуют соответственно тепловой эффект реакции и интенсивность теплообмена. В теории имеется два существенных параметра:  $p = W/(\eta T_0)$  и  $\Phi_n = T_n/T_0$ , причём величина  $p$  играет роль коэф. передачи по каналу О. с. Стационарная темп-ра  $\Phi = T/T_0$  в соответствии с (2) определяется из ур-ния

$$\exp(-1/\Phi) = (\Phi - \Phi_n)/p. \quad (3)$$

На рис. 3 (диаграмма Семёнова) изображены графики левой и правой частей ур-ния (3), к-рые характеризуют соотношение между энерговыделением и теплоотдачей. Видно, что при  $p < p_1$  или  $p > p_2$  уравнение (3) имеет единственное решение, в то время как при  $p_1 < p < p_2$  — *стационарные составные* системы три. Из них два крайних (высоко- и низкотемпературное) устойчивы, а сред-

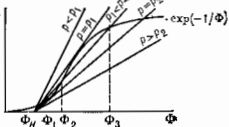
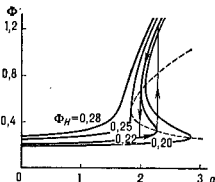


Рис. 3. Диаграмма Семёнова.

нее (тем-ра воспламенения) неустойчиво. При малом превышении этой тем-ры энергоделиение превышает тепловод, что ведёт к увеличению скорости реакции и её дальнейшему лавинообразному ускорению (тепловой взрыв). Мл. процессы (взрыв, воспламенение, электрич. пробой и т. д.) являются следствием положительной О. с. в системе (см. *Термодинамика неравновесных процессов*).

Как следует из (3), при плавном изменении коэф. передачи стационарная тем-ра может изменяться гистерезисным образом (рис. 4). Явление, для к-рого характерно существование в системе двух устойчивых стационарных состояний, наз. бистабильностью. Би-

Рис. 4. Зависимость стационарной температуры  $\Phi$  от параметра  $p$ . Пунктиром обозначена спинополь — кривая, проходящая через точки, где  $\Phi(p)$  имеет вертикальную касательную. Для кривой  $\Phi_{00} = 0,22$  стрелками показана петля гистерезиса.



стабильность даёт возможность скачкообразных изменений состояния системы при непрерывном изменении соответствующего параметра, напр. коэф. передачи по каналу О. с. Теория скачкообразных изменений при непрерывном изменении параметра составляет предмет *катастроф теории*. Отображение гладкой поверхности  $\Phi$  на плоскость параметров  $p$  и  $\Phi_0$  характеризуется особенностью, называемой особенностью типа сборки (рис. 5). Отвечающая этой особенности бифуркац. граница  $p = y^2 \exp(1/y)$ ,  $y = (1 \pm \sqrt{1 \pm 4\Phi_0})/2$ , разделяет на плоскости параметров  $(p, \Phi_0)$  области, в к-рых ур-ние (3) имеет одно или три стационарных состояния.

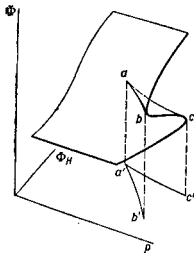


Рис. 5. Катастрофа сборки, характерная для задач теории теплового взрыва.

К тем же выводам можно прийти, рассматривая особенностей на рис. 2 усилитель, к-рый в отсутствие О. с. характеризуется нелинейной передаточной ф-цией  $Z = f(z)$ . В установленном режиме величина сигнала  $z$  на входе усилителя определяется на ур-ния

$$U_{\text{вх}} + \beta f(z) = z, \quad (4)$$

где  $\beta$  — коэф. передачи по каналу О. с. Для нелинейной характеристики вида  $f(z) = A \exp(-U_0/z)$  ур-ние (4) сводится к (3) простым переобозначением переменных. Если же усилитель без О. с. характеризуется линейным коэф. усиления  $K_0/f(z) = K_0/2$ , то из (4) определяется коэф. усиления  $K$  усилителя с О. с.:  $K = K_0/(1 - \beta K_0)$ . Случай  $\beta K_0 = 1$  соответствует потере устойчивости и возможности самовозбуждения усилителя.

Для нелинейного усилителя, описываемого ур-нием (4), аналогом рис. 4 является  $N$ -образная вольт-амперная характеристика, содержащая нападющий участок. В ряде устройств полупроводниковой электроники (*Ганна диод, туннельный диод* и др.) аналогичный  $N$ -образный вид вольт-амперной характеристики реализуется благодаря положительной О. с., возникающей

при разогрете алектродов в зонах проводимости (см. *Горазе электроды*).

Эффекты бистабильности (или мультистабильности), соответствующие скачки и гистерезисные явления характерны для мл. систем с положительной О. с. Напр., рис. 4 имеет качественно тот же вид, что и  $V - T$  диаграмма, описываемая ур-нем Ван-Дер-Ваальса; т. о., бистабильные системы ведут себя подобно системам с фазовым переходом (см. *Синергетика*).

В механич. системах примером бистабильности является скачкообразное изменение прогиба упругой пластинки под действием приложенной нагрузки. В оптич. системах важную роль играет бистабильность интенсивности когерентного света в резонаторе Фабри — Перо с насыщающимся поглотителем. Эффекты бистабильности можно наблюдать при лазерном нагреве среды с обратной хм. реакцией  $A \rightleftharpoons B$  в случае, когда свет селективно поглощается одним из реагентов.

В каждом из перечисленных примеров можно выделить свой механизм формирования О. с. Напр., при лазерном нагреве химически активная О. с. обусловлена зависимостью констант скоростей реакций от тем-ры и изменением поглощения света при изменении концентрации реагентов.

Новые динамич. свойства систем с О. с. возникают при увеличении числа степеней свободы. Так, для систем, описываемых двумя ур-ниями (1), на фазовой плоскости вряду с особыми точками — состояниями равновесия, могут также возникать особые траектории — предельные циклы, отвечающие *автоколебаниям*. Примером механич. системы с автоколебаниями являются часы с анкерным устройством, к-рое осуществляет О. с. между источником энергии (пружинной, гирей) и маятником.

Автоколебания — общее свойство нелинейных систем с положительной О. с. Колебания в газовом разряде, вызывающие мерцание неоновой рекламы, и самопроизвольное завывание водопроводной трубы при открывании крана, флаттер самолётов и звучание духовых и смычковых музыкальных инструментов с позиций теории отличают лишь физ. механизмы формирования О. с. между разл. степенями свободы соответствующих систем и конкретные виды нелинейности.

В биол. системах важную роль играет О. с., ответственная за возникновение биоритмов и др. периодич. процессов, напр. дыхания и сердцебиения (см. *Биофизика*).

В экол. системах хорошо известны периодич. колебания численности нуноуций в сообществах типа «хищник — жертва». О. с. здесь осуществляется за счёт увеличения (уменьшения) скорости прироста численности хищников при увеличении (уменьшении) числа жертв, являющихся для них пищей.

В теории сосредоточенных систем с большим числом степеней свободы важную роль играет то обстоятельство, что динамич. переменные, как правило, изменяются с разными скоростями. Напр., в системе, описываемой ур-нием

$$\frac{dx_1}{dt} = f_1(x_1, x_2), \quad \varepsilon \frac{dx_2}{dt} = f_2(x_1, x_2), \quad (5)$$

где  $\varepsilon$  — малый параметр, а  $f_1$  и  $f_2$  — одного порядка,  $x_1$  является «медленной», а  $x_2$  «быстрой» переменной. Эволюция такой системы на фазовой плоскости происходит след. образом. Из нач. состояния система «быстро» релаксирует к нуль-изоклине  $x_2 = g(x_1)$ , определяемой из ур-ния  $f_2(x_1, x_2) = 0$ , а затем «медленно» релаксирует вдоль этой нуль-изоклины к устойчивому состоянию равновесия. Это означает, что осн. время системы пребывает вблизи траектории  $x_2 = g(x_1)$ , т. е. перемещая  $x_2$  «подчинена» переменной  $x_1$ . Утверждение составляет содержание принципа подчинения, в силу к-рого дифференц. связ., задаваемая вторым ур-нием (5), может быть заменена на алгебраич. связ. между пере-

менными  $x_2$  и  $x_1$ . Такое приближение, наз. адиабатическим, позволяет уменьшить число степеней свободы системы и тем самым упростить исходную задачу. Вследствие принципа подчинения поведение системы в целом определяется законом эволюции медленной переменной, к-рую в этом случае называют параметром порядка. Особое значение имеет то обстоятельство, что принцип подчинения наиб. ярко проявляется в точках бифуркации, где поведение системы определяется только параметрами порядка (см. Гинзбург — Ландау теория).

В силу принципа подчинения динамика, особенности системы (5) могут быть определены непосредственно

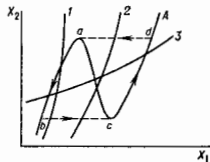


Рис. 6. N-образная нуль-изогиа «быстрой» переменной (A), пересекающаяся с монотонной нуль-изогиальной «медленной» переменной. Различные случаи отрывают ведущую (1), автоколебательную (2) и триггерную (3) режимы.

по форме и взаимному расположению её нуль-изогиин. Если, напр., нуль-изогиа ур-ния для быстрой переменной имеет N- или H-образный вид (рис. 6), то в зависимости от характера её пересечения с нуль-изогиальной ур-ния для медленной переменной можно выделить случаи, отвечающие следующему, автоколебательному и триггерному режимам. В автоколеб. режиме единств. состояние равновесия (точка пересечения нуль-изогиин) неустойчиво и система движется вдоль предельного цикла, состоящего из участков ab и cd медленных движений и быстрых скачкообразных движений на участках bc и da. Строгое обоснование правдив «сливного» траекторий быстрых и медленных движений даёт теория асимптотич. разложеннй решений обыкновенных дифференциальных ур-ний, содержащих малый параметр при старшей производной.

С ростом числа степеней свободы усложнение динамики системы, напр. при изменении коэф. передачи по каналу О. с., может осуществляться за счёт бифуркаций периодич. движений, приводящих, в частности, к рождению странного аттрактора. Поведение фазовых траекторий на таком аттракторе и vicinity него хаотично, поэтому с рождением странного аттрактора связывают возникновение в системах хаотич. движения (см. Стохастические колебания).

Такое хаотич. движение может демонстрировать уже система, состоящая всего из трёх ур-ний типа (1) (см. Лоренца система).

Аналогичное усложнение динамики системы наблюдается при наличии запаздывания в цепи О. с., когда простейших нелинейностей достаточно для того, чтобы, изменяя коэф. передачи по каналу О. с., реализовать множество динамич. режимов: от простейших колебаний до хаоса.

О. с. в системах с распределёнными параметрами носит нелокальный характер, т. е. взаимовлияние осуществляется между величинами, расположенными в разных точках пространства. Во многих физ. и хим. системах такое взаимовлияние обусловлено процессами необратимого переноса типа диффузии. В этих системах нелокальная О. с. теоретически описывается системой ур-ний в частных производных:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = \nabla(D_{ij}\nabla u_j) + f_i(u_1, \dots, u_n) \quad (6)$$

$$(i = 1, \dots, n),$$

где  $D_{ij}$  — матрица коэф. диффузии, в общем случае величинная и недиагональная,  $u_i$  — переменная, описывающая поведение системы.

В случае одномерной и одноконтинентной среды с постоянной диффузией ( $D_{ij} = D = \text{const}$ ) ур-ние (6) принимает вид

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} + f_i(u). \quad (7)$$

Если ф-ция  $f_i(u)$  имеет N-образный вид, то ур-ние (7) описывает движение стационарной волны переключения (см. Автоволны). Матем. образом такой волны на фазовой плоскости ( $u_1 = z - vt$ , является сепаратриса, соединяющая два устойчивых стационарных состояния  $u_1 = u_1(-\infty)$  и  $u_1 = u_1(\infty)$ ). Модель (7) характерна для мн. задач физики горения, биологии, экологии и т. д. Она рассматривалась в 30-е гг. А. Н. Колмогоровым, П. Г. Петровским, Н. С. Пискуновым (распространение эпидемии) и Я. В. Зельдовичем и Д. А. Франк-Каменецким (волна горения). Причиной нетривиального поведения системы типа (7) является положительная О. с., формирующаяся между потоком  $j = -D \partial u_i / \partial x$  и самой величиной  $u_i$ . Для стационарной волны переключения такое самовоздействие осуществляется по схеме

$$j \partial j / \partial u_i = \Psi(j, u_i).$$

В многокомпонентных ( $n > 1$ ) системах ур-ния (6) описывают О. с. между разл. потоками  $j_k$ . Наличие О. с. между потоками vicinity положений равновесия в термодинамике впервые отмечено Л. Онсагером (см. Онсагера теорема).

С помощью моделей одномерных двухкомпонентных ( $n = 2$ ) систем с постоянной диагональной диффузией

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = D_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + f_1(u_1, u_2),$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = D_{22} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} + f_2(u_1, u_2)$$

удаётся описать такие явления, как распространение нервного импульса [А. Л. Ходжкин (A. L. Hodgkin), А. Ф. Хансли (A. F. Huxley), 1952], формирование стационарных неоднородных структур [А. М. Тьюринг (A. M. Turing), 1952; см. Диссипативные структуры], автоколеб. процессы в реакциях Белоусова — Жаботинского и т. д. Ур-ния (8) описывают системы, в к-рых формируются О. с. между скоростями  $\partial u_i / \partial t$ , потоками  $\partial u_i / \partial x$  и самими величинами  $u_i$ . На языке теории нелинейных волн такие О. с. приводят к эффектам синхронизации и конкуренции мод, что в свою очередь влечет за собой разл. явления самоорганизации.

Для достаточно «быстрых» величин, когда времена релаксации  $\tau$  различных физ. величин, от к-рых зависит  $\tau$ , составимым с обратной частотой световой волны  $\omega^{-1}$ , самовоздействие света приводит к разл. эффектам генерации гармоник, вынужденному рассеянию света и др. Максимальный коэф. передачи по каналу положительной О. с. в этих случаях обеспечивается при выполнении условий резонансной связи мод (условий фазового синхронизма).

Др. примером самодействия являются эффекты типа самофокусировки и самодефокусировки излучения, обусловленные деформацией фазового фронта распространяющейся волны. Напр., в среде с показателем преломления  $n$ , зависящим от интенсивности световой волны  $n = n_0 + n_2 E^2$  (безымерц. нелинейность), положительная О. с. формируется за счёт отклонения лучей в область большего показателя преломления, что в свою очередь приводит к росту показателя преломления за счёт роста интенсивности света, фокусируемого такой нелинейной линзой. Если коэф. передачи по каналу такой положительной О. с. превышает коэф. передачи по каналу отрицательной О. с., связанной с дифракцией света, то наблюдается эффект самосжатия, «схлопывания» лазерного луча при его распространении через нелинейную среду.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Халякин С. В., Теория колебаний, [3 изд.], М., 1981; Франк-Каменецкий Д. А., Диффузия и теплопередача в хими-

ческой кинетике, 3 изд., М., 1987; Николис Г., Пригожин И., Самоорганизация в неравновесных системах, пер. с англ., М., 1979; Физика ХХ века. Развитие и перспективы. Сб. ст., М., 1984; Хакен Г., Синергетика. Иераргия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г., Автоволновые процессы, М., 1987; Булик Ф. В., Кириченко И. А., Луцкий Чук В. С., Термодинамическое действие лазерного излучения, «УФН», 1982, т. 138, с. 45; их же, Структуры при лазерном облучении металлов, «УФН», 1981, т. 132, с. 162.

**ОБРАТНОЙ ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ МЕТОД** — метод исследования нек-рых *нелинейных уравнений математической физики*. Введен К. Гарднером (С. S. Gardner), Дж. Гринном (J. M. Greene), М. Крускалом (M. D. Kruskal) и Р. Миурой (R. M. Miura) в 1967, хотя отд. элементы метода были известны ещё в 49 в. (см. *Беклунда преобразование*). Основан на представлении исследуемого нелинейного ур-ния в виде условия совместности для системы линейных ур-ний. Первонач. вариант метода, использующий теорию рассеяния для дифференц. операторов (отсюда назв. метода), был применён к *Кортвега — де Фриса уравнению*

$$u_t - buu_x + u_{xxx} = 0, \quad (1)$$

к-рое является условием совместности переопределённой линейной системы ур-ний

$$(\hat{L} - \lambda^2)\psi = 0, \quad (2)$$

$$\psi_t + \hat{A}\psi = 0, \quad (3)$$

$\hat{L} = -d^2/dx^2 + u(x, t)$ ,  $\hat{A} = 4d^3/dx^3 + 3u(d/dx + (d/dx)u)$  и эквивалентно операторному соотношению (представлению Лакса)

$$d\hat{L}/dt = [\hat{L}, \hat{A}]. \quad (4)$$

Ур-ние (2) — стационарное одномерное *Шрёдингера уравнение* с потенциалом  $u(x, t)$ , зависящим от времени  $t$  как от параметра [предполагая, что  $u(x, t)$  достаточно быстро убывает при  $x \rightarrow \pm \infty$ ].

Основные понятия. Волновые ф-ции  $\psi$ , соответствующие непрерывному спектру оператора  $\hat{L}$ , определим асимптотич. выражениями

$$\psi \rightarrow e^{-i\lambda x} + r(\lambda, t)e^{-i\lambda x} \quad \text{при } x \rightarrow +\infty,$$

$$\psi \rightarrow a^{-1}(\lambda, t)e^{i\lambda x} \quad \text{при } x \rightarrow -\infty.$$

Из представления (4) следуют соотношения

$$r(\lambda, t) = r(\lambda, 0)e^{i\lambda^2 t}, \quad a(\lambda, t) = a(\lambda, 0), \quad (5)$$

$$r(\lambda, 0) \equiv r(\lambda), \quad a(\lambda, 0) \equiv a(\lambda).$$

Ф-ция  $r(\lambda, t)$  имеет смысл амплитуды рассеяния назад, ф-ция  $a^{-1}(\lambda, t)$  — амплитуды рассеяния вперёд. Ф-ция  $a(\lambda)$  аналитична и имеет на верх. мнимой полуоси конечное число нулей  $\lambda_n = i\kappa_n$ , определяющих дискретный спектр оператора Шрёдингера  $\hat{L}$ . Положение нулей не зависит от времени. Собств. ф-ции дискретного спектра  $\psi_n(x, t)$  определяем нормировкой  $\psi_n \rightarrow \exp(-\kappa_n x)$  при  $x \rightarrow +\infty$ , тогда  $\psi_n \rightarrow c_n(t)\exp(\kappa_n x)$  при  $x \rightarrow -\infty$ . Из фл. (5) следует, что

$$c_n(t) = c_n(0)\exp(8\kappa_n^2 t), \quad c_n(0) \equiv c_n. \quad (6)$$

Рассмотрим интегральное уравнение Гельфанда — Левинтана — Марченко для ф-ции  $K(x, z)$ , позволяющей решить обратную задачу рассеяния:

$$K(x, z) + F(x+z) + \int_{\frac{1}{2}}^{\infty} K(x, s)F(s+z)ds = 0, \quad (7)$$

вдесь

$$F(\xi) = \sum_{n=1}^N M_n^2 e^{-\kappa_n \xi} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} r(\lambda) e^{i\lambda \xi} d\lambda,$$

$$M_n^2 = i c_n / (da/d\lambda)_{\lambda=i\kappa_n}$$

При помощи ф-лы  $u(x) = 2dK(x, x)/dx$  можно восстановить потенциал в ур-нии Шрёдингера (2) по набору т. в. данных рассеяния, т. е. величин  $r(\lambda)$ ,  $\kappa_n$ ,  $c_n$ . При физических очевидных предположениях  $|r(\lambda)| < 1$ ,  $M_n^2 > 0$ ,  $\kappa_n > 0$  эта задача однозначно разрешима.

Вместо данных рассеяния можно говорить о функции  $F(\xi)$ .

О. з. р. м. основан на соотношениях (5), (6), определяющих зависимость данных рассеяния от времени и позволяющих решать задачу Коши для ур-ния (1) по схеме

$$u(x) \xrightarrow{1} F(\xi) \xrightarrow{2} F(\xi, t) \xrightarrow{3} u(x, t).$$

На I этапе решается прямая задача рассеяния, на III этапе — обратная. Для эфф. решения этих задач, вообще говоря, необходимы численные расчёты. Достоинство О. з. р. м. состоит в том, что он позволяет сколь угодно далеко продвинуться по времени без потери точности.

При  $r(\lambda) = 0$  ур-ние (7) сводится к системе  $N$  линейных алгебраич. ур-ний и его решение выражается в элементарных ф-циях. Это решение описывает взаимодействие  $N$  уединённых волн (*солитонов*) и наз.  $N$ -солитонным. При любом  $t$  профили  $N$ -солитонных решений представляют собой по отношению к ур-нию Шрёдингера безотражат. потенциалы (потенциалы Баргмана), на к-рых не происходит отражения назад.

Описанный вариант О. з. р. м. можно рассматривать как нелинейный аналог метода разделения переменных при решении задачи Коши для линейных эволюц. ур-ний (напр., *диффузии уравнения*). Этот вариант метода можно использовать также для решений ур-ния Кортвега — де Фриса, убывающих в одном направлении, но являющихся решениями для неубывающих решений. Нек-рые из таких решений можно построить методами алгебраич. геометрии. Профили этих решений — периодич. или квазипериодич. потенциалы, в непрерывном спектре к-рых имеется конечное число  $n$  запрещённых зон (см., напр., *Бриллюэна зона*). Простейший из них (однозонный потенциал) выражается через эллиптические функции и описывает частное решение ур-ния (1) — стационарную периодич. волну. Общее решение ( $n$ -зонный потенциал) описывает взаимодействие  $n$  таких волн. С  $n$ -зонными потенциалами связаны  $\theta$ -функции Якоби, при помощи к-рых можно записать и решения линейной системы (2), (3) — функции Блоха.

**Применение метода.** Описанная схема применима к разл. нелинейным дифференц. и интегро-дифференц. ур-ниям, представимым в виде

$$u_t = f(\hat{A}, t)u_x. \quad (8)$$

Здесь  $f(\xi, t)$  — произвольная рациональная ф-ция переменной  $\xi$ , а  $\hat{A}$  — т. н. рекурсионный оператор:

$$\hat{A}\varphi = \varphi_{xx} - 4u\varphi + 2u_x \int_{\frac{1}{2}}^{\infty} \varphi(y)dy$$

[для ур-ния Кортвега — де Фриса  $f(\xi, t) \equiv \xi$ ]. В частном случае  $f(\xi) = \xi^m$  ур-ния (8) (т. е. выше ур-ния Кортвега — де Фриса) являются дифференциальными и имеют порядок  $(2m+1)$ . Ур-ния (8) являются условиями совместности линейной системы ур-ний, к-рая отличается от системы (2), (3) видом оператора  $\hat{A}$ . Если  $f(\xi, t)$  — полином по переменной  $\xi$ , то  $\hat{A}$  — дифференц. оператор.

Все ур-ния (8) имеют  $n$ -солитонные и конечнотонные решения. Каждое из ур-ний (8) имеет бесконечное число интегралов движения. В качестве интеграла можно

взять любой функционал от сохраняющейся ф-ции  $a(\lambda)$ . Интегралы вида

$$I_p = \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} (\lambda/2)^{2p+1} \text{Im} a(\lambda) d\lambda$$

можно выразить через ф-цию  $u$  и её производные по  $x$ , напр.:

$$I_1 = \int u dx, \quad I_2 = \int u^2 dx, \quad I_3 = \int (u^3 + u_x^2/2) dx.$$

Все ур-ния (8) являются *гамильтоновыми системами*. Однако гамильтонова структура задётся для них неоднозначно. Для задания этой структуры нужно определить скобку Пуассона  $\{\alpha, \beta\}$  между функциями от ф-ции  $u$ . Кроме обычной скобки Пуассона

$$\{\alpha, \beta\} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \frac{\delta \alpha}{\delta u} \frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial x} \frac{\delta \beta}{\delta u} \right]$$

можно ввести след. скобку Пуассона

$$\{\alpha, \beta\} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \frac{\delta \alpha}{\delta u} F(\lambda, t) \frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial x} \frac{\delta \beta}{\delta u} \right].$$

Здесь  $F(\lambda, t)$  — произвольная рациональная ф-ция переменной  $\lambda$ .

Любая из скобок Пуассона между любыми двумя интегралами движения равна 0. Этот факт тесно связан со свойством полной интегрируемости: нелинейное ур-ие в частных производных (8) распадается на бесконечную систему обыкновенных дифференц. ур-ий.

Дальнейшее расширение класса ур-ий, к к-рым применим О. з. р. м., связано с др. выбором оператора  $\hat{L}$ . В качестве  $\hat{L}$  можно взять оператор 3-го или более высокого порядка. С каждым оператором  $\hat{L}$  связаны свой рекурсивный оператор и своя бесконечная серия ур-ий вида (8). Лишь нек-рые из этих ур-ий имеют физ. применения. Так, оператор 3-го порядка позволяет исследовать возникающее в теории нелинейных волн ур-ие Буссинеска

$$u_{tt} + u_{xx} + u_{xxx} + (u^2)_{xx} = 0.$$

В качестве оператора  $\hat{L}$  можно взять разностные операторы, что позволяет применить О. з. р. м. к дифференциально-разностным ур-иям, среди к-рых особенно интересны ур-ие Вольтерры

$$\dot{N}_k = N_k(N_{k-1} - N_{k+1}),$$

встречающееся в матем. биофизике и теории плазменной турбулентности, а также ур-ие для цепочки Тода

$$\dot{N}_k = \exp(N_{k-1} - N_k) - \exp(N_k - N_{k+1}),$$

описывающее нелинейную модель одномерного кристалла. Оператор  $\hat{L}$  может быть сингулярным интегральным оператором, такие операторы возникают в краевых задачах теории аналитич. ф-ций. Их можно использовать для изучения нелинейных ур-ий, возникающих в теории внутр. волн. Оператор  $\hat{L}$  может быть матричным. Так, для применения О. з. р. м. к *Шредингера уравнению нелинейному* нужно подставить в ур-ие (2) вместо оператора  $\hat{L}$  одномерный оператор Дирака (см. *Дирака уравнение*). При изучении важной для нелинейной оптики задачи о резонансном взаимодействии системы трёх волн с помощью О. з. р. м. в качестве  $\hat{L}$  следует использовать обобщение оператора Дирака.

Обобщения метода. Описанная схема О. з. р. м. допускает разл. обобщения. Зависимость ур-ий, входящих в линейную систему, от спектрального параметра  $\lambda$  может описываться рациональными или эллиптическими ф-циями и даже дифференц. операторами по  $\lambda$ . Условие совместности линейной системы образуют неравнозначный набор нелинейных ур-ий, имеющих, вообще говоря, переменные коэффициенты. Многие из этих

ур-ий находят применение в физике, напр. в нелинейной оптике, теории ферромагнетизма и общей теории относительности. Для отыскания солитонных решений этих ур-ий развиты различные методы, основанные на свойствах аналитич. ф-ций.

Существует неск. вариантов обобщения О. з. р. м. на многомерных случай, однако лишь нек-рые ур-ия используются в физике, напр. *Кабоначев — Пеннинский уравнение* и ур-ие дуальности для Янга — Миллса полей. Теория таких ур-ий не завершена.

Развитие О. з. р. м. позволило по-новому взглянуть на теорию конечных интегрируемых систем. В О. з. р. м. можно включить почти все известные системы такого рода. О. з. р. м. стимулировал исследования в разл. областях математики (линейная теория дифференц. операторов, классич. алгебры, геометрия). Результаты этих исследований используются в теории элементарных частиц (релятивистские струны).

Лит.: Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Лям Д.ж. Введение в теорию солитонов, пер. с англ., М., 1983; Абловиц М., Сигур Х., Солитоны и метод обратной задачи, пер. с англ., М., 1987. В. Е. Захаров.

**ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА** — автоматич. формирование с помощью разл. физ. механизмов и схемных решений т. н. обращённого пучка, в той или иной мере соответствующего обращённой во времени картине распространения падающего (аждого) пучка. Наб. развитие и осп. перспективы приложений О. в. ф. связаны с лазерными лучами.

На первый взгляд, создание обращённого во времени движения в равной мере может осуществляться и в механике взаимодействующих частей, и в механике сплошной среды, и во всех др. физ. системах, где микроскопич. ур-ия движения ковариантны относительно замены знака времени. Однако для подавляющего большинства физ. систем характерна сильная неустойчивость поведения конкретных микроагрегатов по отношению к малым возмущениям нач. условий. В результате даже чрезвычайно точное обобщённое и мгновенное изменение знака всех обобщённых импульсов создаст картину обращённого движения лишь на небольшом интервале времени, после чего система станет необратимо эволюционировать в направлении роста энтропии (см. *Обращение времени*).

Исключением являются системы с линейными незатухающими колебаниями, а также волны в линейных недиссипативных средах. При распространении светового пучка в линейной поглощающей среде (в общем случае — пространственно неоднородной) сохраняются его энтропия, спектральная темп-ра, яркость и т. п. величины, что указывает на отсутствие неустойчивости и на возможность обращения процесса.

Для монохроматич. световых полей

$$E_{\text{вещ}}(\mathbf{R}, t) = \frac{1}{2} [E(\mathbf{R})e^{-i\omega t} + E^*(\mathbf{R})e^{i\omega t}] \quad (1)$$

систему ур-ий Максвелла в непоглощающей немагн. среде с симметричным веществом. тензором диэлектрич. проницаемости  $\epsilon_{ik}(\mathbf{R}) = \epsilon_{ki}(\mathbf{R}) = \epsilon_{ik}^*(\mathbf{R})$  можно свести к линейному ур-ию

$$\text{rot rot } E(\mathbf{R}) - \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon}(\mathbf{R}) E(\mathbf{R}) = 0 \quad (2)$$

для комплексной амплитуды поля  $E(\mathbf{R})$ . Тогда матем. формулировка возможности существования обращённой волны состоит в том, что любому решению ур-ия (2) можно поставить в соответствие ф-цию  $E_2(\mathbf{R}) = CE_1^*(\mathbf{R})$ , к-рая будет решением того же ур-ия (2) при любой комплексной константе  $C = |C|e^{i\phi}$ . Звёздочка означает операцию комплексного сопряжения:

$$E_2(\mathbf{R}) = C[E_1(\mathbf{R})e^{i\phi_0(\mathbf{R})}]^* = C[E_1(\mathbf{R})e^{-i\phi_0(\mathbf{R})}],$$

т. е. изменение знака пространственно зависящей фазы  $\phi$  поля; поэтому в англоязычной научной литерату-

ре для О. в. ф. в оптич. диапазоне принят термин optical phase conjugation — оптич. фазовое сопряжение.

Волновой фронт определяется как поверхность постоянной фазы волны,  $\varphi(R) = \text{const}$ . Поэтому формы волновых фронтов взаимно обратимых волн совпадают.  $\varphi_1(R) = -\varphi_2(R) = \text{const}$ , а направления распространения противоположны (рис. 1), откуда и название — О. в. ф.

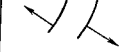


Рис. 1. Волновые фронты встречных волн — падающей (1) и отражённой (2) — совпадают.

При прохождении исходной, идеально направленной когерентной волны через среду из прозрачного материала с сильными неоднородностями показателя преломления направленность прошедшей волны во много раз ухудшается (рис. 2, а). Если на ту же среду с противоположной стороны направить волну, точно обратную по отношению к прошедшей через неё (рис. 2, б), то, в силу обратимости законов линейного распространения (см. *Обратимости теорема*), отражённая волна в результате преломления на тех же неоднородностях выпрямится на обратном проходе до идеально

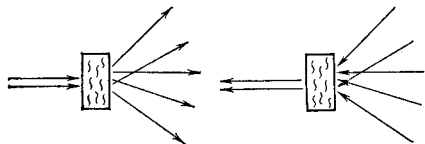


Рис. 2. Прохождение через оптич. неоднородную среду: а — идеально направленного пучка, б — обратного к нему.

направленной. Это необычное свойство отражённой волны лежит в основе большинства приложений О. в. ф. (см. ниже).

Наиб. просто обратит плоскую волну. Если известно направление её распространения и, то для обращения достаточно установить плоское зеркало строго перпендикулярно и. Однако сферическую волну плоским зеркалом обратит не удастся: расходящаяся сферич. волне для обращения должна соответствовать сходящаяся к тому же источнику сферич. волна. Для обращения волна произвольной структуры необходимо иметь зеркало с профилем, в точности совпадающим с профилем волнового фронта, т. е. для каждой волны требовалось бы своё особое зеркало, способное менять свою форму (см. *Адаптивная оптика*).

Методы нелинейной оптики и динамической голографии позволяют реализовать «зеркала», автоматически подстраивающиеся под форму любой падающей волны так, чтобы отразит сигнал в форме обратной волны. Существует ряд методов О. в. ф. с использованием нелинейнооптич. сред. Один из двух наиб. распространённых методов — О. в. ф. при вынужденном рассеянии (ВР) света назад [1] (чаще всего — Мандельштама — Бриллюэна, ВРМБ). В этом случае в нелинейную среду (жидкость, сжатый газ, кристалл, волоконник световод и т. п.) вводится квазимонохроматич. волна от лазера  $E_L(x, y, z)e^{-i\omega t - ikz}$ , к-рую предвременно пропускают через искажающий элемент (линзу, неоднородную фазовую пластинку и т. п.). Его назначение состоит в том, чтобы сделать распределение интенсивности волны  $E_L$  в среде сильно неоднородным как по поперечным  $(x, y)$ , так и по продольным  $(z)$  координатам (рис. 3). Мощность и энергия этой волны должны быть выше порога развития ВРМБ. Порог определяется условием, чтобы очень слабый затравочный сигнал  $I_0(0)$ , появляющийся в результате спонтанного рассеяния,

успелся за счёт ВРМБ на длине среды  $z$  в очень большое число раз:  $I_0(z) = I_0(0)\exp(gz)$  с  $gz \approx G|E_L|^2 z \approx 25$ . Здесь  $G$  — константа, характерная для данной среды.

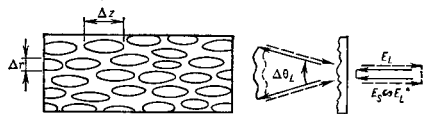


Рис. 3. Схема обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии.

Инкремент нарастания  $g$  ( $\text{см}^{-1}$ ) для разл. конфигураций рассеянных волн  $E_L(x, y, z)$  в каждом сечении  $z = \text{const}$  определяется интегралом их перекрытия с профилем интенсивности падающей волны  $E_L(x, y, z)$ :

$$g_{\text{эфф}} = \frac{G \int |E_L(x, y, z)|^2 |E_2(x, y, z)|^2 dx dy}{\int |E_L(x, y, z)|^2 dx dy} \quad (3)$$

Наиб. усиление испытывает такая волна  $E_2(x, y)$ , локальные максимумы к-рой вступоу и пространстве совпадают с максимумами волны  $E_L(x, y)$ . В процессе распространения из-за дифракции и интерференции каждая из полей  $E_L(x, y, z)$  и  $E_2(x, y, z)$  меняет свою поперечную структуру. Если эти изменения достаточно глубоки, то единств. возможность сохранить во всём объёме согласованность неоднородностей интенсивности при их встречном распространении состоит в том, чтобы рассеянное поле  $E_2(x, y, z)\exp(ikz)$  было сопряжённым к возбуждающему полю  $E_L(x, y, z)\exp(-ikz)$ . В этих условиях интеграл перекрытия (3) для рассеянной волны вида  $E_2(x, y, z) = A(z)E_L^*(x, y, z)$ , т. е. обратной к падающей, оказывается в 1,5–2 раза больше, чем для всех остальных необращённых конфигураций рассеянных волн  $E_2(x, y, z)$ . Из-за огромного общего усиления ( $e^{2z} \approx e^{20} \approx 2 \cdot 10^1$ ) даже относительно небольшое отличие инкремента необращённых конфигураций приводит к практически полной их дискриминации на выходе из среды. Т. о., при выполнении опред. условий [2] срабатывает дискриминац. механизм О. в. ф. при ВРМБ и рассеянная назад волна оказывается обратной коней падающей волны.

Другой широко распространённый метод О. в. ф. основан на четырёхволновом смешении (ЧВС). В нели-

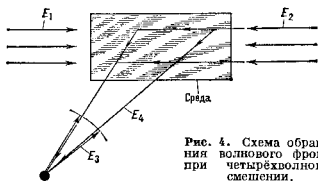


Рис. 4. Схема обращения волнового фронта при четырёхволновом смешении.

нейнооптич. среде одновременно подаются две точно встречные опорные волны  $[E_1 \exp(ikz) + E_2 \exp(-ikz)] \times \exp(-i\omega t)$  и сигнал  $E_3(R) \exp(-i\omega t)$ , подлежащий обращению (рис. 4). Интерференционная картина полей  $E_1$  и  $E_2$  в нелинейной среде записывается в реальном масштабе времени в виде голограммы с пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости  $\delta\epsilon(R) \propto E_1 E_2^*(R) \exp(ikz)$ . Эта голограмма тут же считывается с помощью второй опорной волны  $E_2 \exp(-ikz)$  и возбуждается четвёртая волна

$$E_4(R) \propto E_1 E_2^*(R),$$



точно обращённая (комплексно-сопряжённая) по отношению к падающему сигналу  $E_2(R)$ . К такому же результату приводит и второй процесс, идущий одновременно и когерентно с первым: запись голографич. рёшеток, пропорциональных  $E_2 E_1^*(R) \exp(-ikz)$ , и их считывание первой опорной волной  $E_1 \exp(ikz)$ .

О. в. ф. при ВРМБ даёт пример самообращения и волнового фронта: ни в среде, ни к падающему пучку не предъявляются требования на идеальное оптич. качество, т. е. и среда может быть не идеально однородной, и пучок может иметь расхождение больше дифракционной, — образуется любой волновой фронт. К тому же процесс ВРМБ практически не селективен к частоте возбуждающего излучения. К недостаткам этого метода О. в. ф. следует отнести пороговый характер самого процесса ВРМБ по мощности или энергии падающего пучка.

Достоинствами метода О. в. ф. при ЧВС являются отсутствие порога по амплитуде обрабатываемого сигнала и возможность получить коэф. отражения в обращённую волну больше 1, т. е.  $|E_1|^2 > |E_2|^2$ . Недостаток метода ЧВС — необходимость идеально однородной нелинейной среды, а опорные волны  $E_1$  и  $E_2$  также должны быть идеально обращены друг к другу и обладать высокой мощностью. Последнее требование во многих величинах ведёт к заметным искажениям из-за самофокусировки и нарушению взаимобращённости опорных волн. В ряде случаев мощность опорных волн можно ослабить переходом к резонансным средам, а также к средам с медленно накапливающимся откликом (жидкие кристаллы, фоторефрактивные кристаллы и т. п.).

Разработано ещё ряд методов О. в. ф.: трёхволновое О. в. ф. (при подаче опорной волны на частоте, удвоенной по отношению к сигналу); О. в. ф. нелинейно отражающей поверхностью (в т. ч. О. в. ф. акука); О. в. ф. акука при однородной в пространстве модуляции свойств среды на удвоенной частоте; О. в. ф. с помощью фотонного эха. Существует также гибридная схема О. в. ф., где в методе ЧВС используется ВРМБ-нелинейность, а получение второй опорной волны из первой основано на методе О. в. ф. при ВРМБ [3]. Таким способом можно получить очень большой коэф. отражения обращённой волны,  $|E_1|^2 \gg |E_2|^2$ , с хорошим качеством отражения.

Большой интерес представляют ЧВС-схемы самообращения типа представленной на рис. 5. Здесь падающий пучок 1, к-рый требуется обработать, пропускается

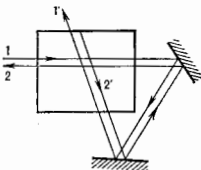


Рис. 5. Схема самообращения волнового фронта с использованием обратной связи.

через нелинейную среду и с помощью оптич. устройств — зеркал (как на рис. 5), световодов и т. п. — вводится в виде пучка 1' в ту же среду под др. углом. Возникающая из флуктуаций волна 2' проходит по тем же устройствам в обратном направлении и снова проходит через среду в виде волны 2. Если волны 1' и 2' взаимно обращены, то автоматически взаимобращёнными будут и волны 1 и 2; именно в этом случае их взаимодействие в нелинейной среде будет наиб. эффективным. Большинство экспериментов с такими схемами проведено с использованием непрерывных лазеров умеренной мощности и фоторефрактивных кристаллов в качестве нелинейной среды [4].

Свойство обращённой волны детально воспроизводит ход падающей волны при своём распространении лежит в основе большинства возможных приложений О. в. ф. [5, 6]. К ним относится прежде всего схема компенсации фазовых искажений при двукратном про-

хождении пучка через усилитель (рис. 6). Идеально направленное излучение малоомощного задающего лазера с помощью полупрозрачного зеркала вводится в усилитель. Оптич. неоднородности последнего существ-

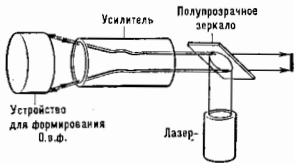


Рис. 6. Схема компенсации фазовых искажений усилителя с использованием обратившего волнового фронта.

венно ухудшают направленность усиленного излучения. Пропецидй пучок обращают тем или иным методом и вновь пропускают через усилитель. В результате обратного прохода обращённая волна восстанавливает идеальную направленность и к тому же дополнительно усиливается. Предполагается также использование О. в. ф. в задачах: самовведения излучения для доставки энергии на мишень малых размеров (в исследованиях по лазерному УТС) и для оптич. связи; оптич. обработки информации; компенсации временного распыления импульсов при передаче информации по волоконным световодам; нелинейно-спектроскопич. исследовании твёрдых тел, жидкостей и газов и др.

Лит.: 1) Зельдович В. Н. и др., О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна, «Известия ИГиТФ», 1972, т. 15, № 6; 2) Зельдович В. Н., Пятицкий И. Н. Ф., Шкунов В. В., Обращение волнового фронта, М., 1985; 3) Паскалов В. И., Пасмавик Г. А., Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы, М., 1985; 4) Солнц - Головин М. и др., Theory and application of four-wave mixing in photorefractive media, «IEEE J. Quant. Electronics», 1984, v. QE-20, № 1, p. 12; 5) Shkunov V. V., Zel'dovich V. V., Optical phase conjugation, «Scientific American», 1985, v. 253, № 6, p. 54; в рус. пер. — «Визир науки», 1986, № 2, с. 16; 6) Perreg D. M., Applications of optical phase conjugation, «Scientific American», 1986, v. 254, № 1, p. 74; в рус. пер. — «Визир науки», 1986, № 3, с. 34; 7) Носач О. Ю. и др., Компенсация фазовых искажений в усилительной среде с помощью «бриллиюзонного зеркала», «Известия ИГиТФ», 1972, т. 16, с. 617. Б. Я. Зельдович.

**ОБРАЩЕНИЕ ВРЕМЕНИ** ( $T$ -отражение) — операция замены времени  $t \rightarrow -t$ , сопоставляющая к-л. движение (или эволюцию) системы др. движение, в к-ром система последовательно в обратном порядке проходит те же состояния, что и в исходном движении (но с изменёнными на противоположные значениями векторов скорости частицы, моментов, напряжённости магн. поля и др. величин, меняющих знак при такой операции). Если взаимодействия, определяющие эволюцию системы, таковы, что обращённое по времени движение является одним из допустимых движений системы, то говорят о  $T$ - и в а р и а н т н о с т и движения при наличии данных взаимодействий. В классич. механике (или классич. теории поля) условием  $T$ -инвариантности является инвариантность *Лагранжа функции* относительно О. в. Так, ур-ния классич. механики (в отсутствие трения или к-л. др. сил, пропорциональных нечётким производным по времени), как и *Максвелла уравнения*, обладают свойством  $T$ -инвариантности.

В квантовой механике инвариантность ур-ний движения — *Шредингера уравнения* — требует вместе с заменой  $t \rightarrow -t$  комплексного сопряжения волновой ф-ции, что является не унитарной операцией (см. *Унитарные преобразования*). Поэтому не существует понятия временной чётности (см. *Чётность*).  $T$ -отражение переставляет начальные и конечные состояния частиц в матричных элементах амплитуды рассеяния. В силу *теоремы СРТ* нарушение  $CP$ -инвариантности автоматически означает нарушение  $T$ -инвариантности. Поэтому обнаруженное нарушение  $CP$ -чётности в распадах нейтральных  $K$ -мезонов, а также экспери-

менты по посылке дипольного момента нейтрона дадут информацию о нарушении *T-инвариантности* в физике элементарных частиц. (Дипольный момент нейтрона направлен вдоль его спина  $\sigma$ , а гамма-лучи взаимодействуют с внеш. элетрич. полем  $E, H \sim \sigma E$ , явно нарушает *T-инвариантность*.)

Известно, что в макроскопич. процессах имеется выделенное направление времени. При этом возникает кажущийся парадокс: хотя ур-ние Ньютона, описывающее движение, напр., молекул в газе, *T-инвариантно*, система стремится к состоянию равновесия, а движение вспять по времени от равновесного состояния к неравновесному не реализуется на практике. В действительности нарушения *T-инвариантности* здесь нет: предпочтительность равновесного состояния обусловлена его макс. вероятностью — равновесных конфигураций гораздо больше, чем неравновесных. Этот факт находит отражение во втором начале термодинамики.

М. И. Високий.

**ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (ОТО)** — современная физ. теория пространства, времени и тяготения; окончательно сформулирована А. Эйнштейном в 1916. В основе ОТО лежит аксеприм. факт равенства инертной массы (входящей в 2-й закон Ньютона) и гравитат. массы (входящей в закон тяготения) для любого тела, приводящий к эквивалентности принципу. Равенство инертной и гравитат. масс проявляется в том, что движение тела в поле тяготения не зависит от его массы. Это позволяет ОТО трактовать тяготение как искривление пространственно-временного континуума. Это искривление пространственно-времени описывается метрикой, определенной из ур-ний тяготения (см. *Тяготение*). Пространство Минковского, рассматриваемое в частной (специальной) теории относительности (т.е. в отсутствие тяготеющих тел), обладает высокой степенью симметрии, описываемой группой Пуанкаре. Эта группа в соответствии с принципом относительности порождает изоморфные последовательности событий. В пространстве, где есть поле тяготения, симметрия полностью исчезает, поэтому в нём не выполняется принципа относительности (т.е. нет сохранения относительной или внутренней структуры цепочек событий при действии группы симметрии). Назв. «О. т. о.», принадлежащее Эйнштейну, является поэтому неадекватным и постепенно исчезает из литературы, заменяясь на «теорию тяготения».

И. Ю. Кобзарев.

**ОБЪЕКТИВ** (от лат. *objectus* — предмет) — опт. система (или её часть), обращённая к объекту наблюдения или съёмки и создающая реальное, перевёрнутое на 180° относительно объекта изображение. В зависимости от типа используемых опт. деталей О. разделяют на линзовые, зеркальные, зеркально-линзовые и криволинейные. Наиб. распространение получили линзовые О., обладающие широкими возможностями для получения разнообразных характеристик, что достигается увеличением кол-ва линз. Преимуществом зеркальных О. является принципиальное отсутствие хроматических aberrаций и, как следствие, возможность использования для работы в области спектра, ограниченной лишь отражающей способностью зеркальных покрытий. Принципиальный недостаток зеркальных и зеркально-линзовых О. — зкранирование (затенение) центр. части входного зрачка, за счёт чего ухудшается качество изображения и возникает дополнительный потери света. В криволинейных О. наряду с линзами и зеркалами, фазовые голограммы, аналогичные по своим aberr. свойствам в монохроматич. свете линзам с асферич. поверхностями. Хроматич. aberrации киноформов не зависят от свойств материала, из к-рого они выполнены, а определяются (аналогично дифракционным решеткам) пространственной частотой структуры и спектральным диапазоном. Необычные дисперсионные свойства киноформов позволяют в сочетании с линзами, выполненными из обычных марок оптических стёкол,

получать О. *апохроматы*, обладающие лучшим качеством изображения и более простой конструкцией, чем аналогичные О., содержащие кристаллич. среды и особые марки опт. стекла. Применение киноформых О., не содержащих обычных линз и зеркал, возможно лишь в сочетании с лазерами, обладающими высокой монохроматичностью.

Фотогр. ф и с и к и й О. или аналогичные О. киносъёмочных и телевизионных камер, приборов ночного видения, тепловизоров создают преим. уменьшенные изображения удалённых объектов на слое светочувствит. материала или на фотозащитке, призмичке — телевизионной трубке, матрице или линейке фотоприёмников, фотокатоде электронно-опт. прибора. Масштаб изображения пропорционален  $f'$  — фокусному расстоянию О., а освещённость обратно пропорц. квадрату диафрагменного числа  $K$  ( $K = f'/D$ , где  $D$  — диам. входного зрачка). Величину  $1/K$  наз. о т н о с и т е л ь н ы м о т в е р с т в и е м, а её квадрат — *светосилой*. Предельное значение диафрагменного числа, при к-ром возможно исправление aberrаций, составляет  $K = 0,5$ , реально достигнутые значения  $K \geq 0,6$ , подавляющее большинство фотогр. О. имеют  $3 > K \geq 1,2$ . Фотогр. разрешающая способность  $N_0$  фото- и кинообъективов зависит от коррекции aberrаций, а также от разрежающей способности  $N_0$  светочувствит. слоя и может быть вычислена по приближённ. ф-ле  $1/N_0 \approx 1/N_{0\sigma} + 1/N_{0\lambda}$ , где  $N_{0\sigma}$  — визуальная разрежающая способность О. Для совр. фотообъективов  $N_0$  достигает  $50 \text{ мм}^{-1}$  в центре поля и  $30 \text{ мм}^{-1}$  для края при съёмке на фокусном пл-не КИ-4 (кинонегатив). Часть пространства или плоскости, точки к-рой изображаются О. с требуемым качеством, характеризуются у г л о б ы м п о л е м — плоским углом  $2\omega$ , соответствующим телесному углу, соосному с опт. осью и вершиной в центре входного зрачка. Углы поле О. совр. фотоаппаратов составляет от  $40^\circ$  до  $70^\circ$ , аэрофотосъёмочных О. достигает  $140^\circ$ . На рис. 4 представлена опт. схема совр. О. «Милитар» ( $f' = 32 \text{ мм}$ ,  $K = 2,8$ ;  $2\omega = 68^\circ$ ) малогабаритного фотоаппарата с форматом кадра  $24 \text{ мм} \times 36 \text{ мм}$ . О. телевизионных камер и приборов ночного видения не отличаются принципиально от фотообъективов. В О. тепловизоров, работающих в дальней (8–14 мкм) ИК-области спектра, используются опт. материалы, обладающие показателями преломления  $n > 2$  (германий, селенид цинка, халькогенидные стёкла), что позволяет уменьшить кол-во линз по сравнению с аналогичными по характеристикам О. для видимой или ближней ИК-области спектра. Малая дисперсия Ge позволяет создавать О. все линзы к-рых выполнены из этого материала, не принимая спец. мер для устранения хроматич. aberrаций. Использование асферич. поверхностей германиевых линз позволяет сократить кол-во линз в О., имеющих  $K \geq 1,5$ , до двух.

О. м и к р о с к о п а — важнейшая часть его опт. системы, создающая увелич. изображение объекта наблюдения в передней фокальной плоскости окуляра. Масштаб изображения обратно пропорционален фокусному расстоянию О. и составляет примерно от 1,5 до 100 крат. Предел разрешения микроскопа  $e$  — мин. расстояние между центрами светящихся точек объекта, видимых различно, определяется дифракц. явлениями в О. и вычисляется по ф-ле  $e = 0,6 \lambda/A$ , где  $A$  — числовая апертура О., равная произведению показателя преломления среды, находящейся между объектом и О., на синус апертурного угла. Для О. микроскопов  $0,03 \leq A \leq 1,4$ ; диаметр поля изображения — от 18 мм до 32 мм. Простейшие О. микроскопов создают изображение, обладающее значит. кривизной, в результате чего при переходе от наблюдения центр. части поля к его краям необходима перефокусировка.

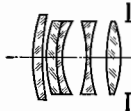


Рис. 1.

При фотографировании диаметр резкого изображения сокращается до 6–10 мкм. Кривизну изображения в т. п. лав-объективах устраняют сущест. усложнение конструкции: на рис. 2 представлена схема высокоапертурного ( $A = 1,25$ ) планахроматич. О. для металлографич. микроскопа.



Рис. 2.

Особую группу образуют и а к р а т и ч е с к и е О. (иногда иточно наз. *трансформаторами*), фокусное расстояние к-рых может плавно изменяться в широких пределах путём перемещения отдельных линз или групп их вдоль оптической оси. Такие О. применяются в цветных передающих камерах телевидения, в кино- и видеокамерах, а также и в фотоаппаратах. Соотношение между макс. и мин. значениями фокусного расстояния достигает 40 у О. телескопа, 6 — у О. кино- и видеокамер, 3 — у фотот. О. Кол-во линз в нанкратич. О. доходит до 30. Для уменьшения потерь света О. просветляют (см. *Просветление оптики*).

О. з р и т е л ь н ы х т р у б, биноклей и телескопов создают промежуточно изображенные удалённых объектов в передней фокальной плоскости окуляра. При диаметрах О., не превышающих 100 мм, наиб. распространённым является О., состоящий из двух склеенных лав. При больших диаметрах линзы не склеиваются. Начиная с diam. 500–800 мм используют зеркальные О., что обусловлено трудностями в получении однородных по показателю преломления крупных заготовок оптич. стекла. Макс. диаметр (6 м) имеет О. телескопа Специальной астр. обсерватории АН СССР на Северном Кавказе. Диафрагменные числа О. телескопов, как правило,  $K \geq 3$ ; угл. поля  $2\omega \leq 10^\circ$ ; предел разрешения — мин. угол  $\epsilon$  (в секундах) между светящимися равновярными точками (напр., звёздами), к-рые видны раздельно, определяется по Ф-ле:  $\epsilon = 140/D$ , где  $D$  измеряется в мм.

Проекционные О. создают увелич. изображения плоских объектов (кинокадров, слайдов, микрофильмов, кинескопов телевизоров) на отражающих и просветных экранах. Оптич. системы этих О. аналогичны фотот. О., но обычно обладают меньшими угл. полями и меньшими диафрагменными числами ( $K \leq 1,8$ ).

Репродукционные О., используемые в репродукции и для фотолитографии при произв. микроэлектронных схем, создают уменьш. изображения плоских оригиналов чертежей, текстов, рисунков, шаблонов; обладают повышенной разрешающей способностью, определяемой дифракцией и достигающей  $1500 \text{ мкм}^{-2}$  для фотолитографич. О. и  $150 \text{ мкм}^{-2}$  для репродуктив. О.

Столь высокие значения достигаются у первых за счёт сущест. усложнения оптич. системы, у вторых за счёт сравнительно малых угл. полей и числовой апертуры. Оптичная схема О. для фотолитографии с разрешением  $\sim 1000 \text{ мкм}^{-2}$  на поле diam. 14 мм представлена на рис. 3.



Рис. 3.

Лит.: Т у д о р о в с к и й А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1—2, М.—Л., 1948—52; О л о с а р е в Г. Г., Методы расчёта оптических систем, 2 изд., Л., 1969.

А. П. Гримальский.

**ОБЪЕКТЫ С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ** — внегалактич. объекты, характеризующиеся, по крайней мере, одним из следующих признаков активности ядер: высокой мощностью излучения ( $10^{42}$ – $10^{48}$  эрг/с), наличием эмиссионных линий, значительным рентг., ИК- или радиоизлучением, поляризацией излучения, переменностью и выбросами вещества из ядра. Все эти признаки отлича-

ют нестационарные О. с а. я. от стационарных нормальных галактик. К классу О. с а. я. относятся *кварзары*, *сейфертовские галактики*, *лазертиды* и *радиогалактики* с узкими спектральными линиями.

Кварзары и ядра сейфертовских галактик типа 1 ( $Sy1$ ) характеризуются наличием в спектрах широких (соответствующих скоростям до  $15000 \text{ км/с}$ ) разреженных эмиссионных линий (водород, гелий и др.) и узких запрещённых, прежде всего линий кислорода ( $[OIII]$  ( $4959 \text{ \AA}$ ,  $5007 \text{ \AA}$ ), а также линий др. элементов, большой амплитудой переменности и сильным рентг. излучением, иногда и  $\gamma$ -излучением. Мл. кварзары являются сильными радиодисточниками, но прямой корреляции между радио- и оптич. активностью нет. Ядра сейфертовских галактик типа 2 ( $Sy2$ ) имеют малую амплитуду переменности, в ср. на порядок меньшую мощность рентг. излучения, но характеризуются значительными ИК-избытками излучения (см. *Астрофотометрия*). Разреженные и запрещённые линии одинаково узкие (от сотен до  $1000 \text{ км/с}$ ). ИК-избытки обусловлены переизлучением пыли с темп-рой неск. сотен кельвинов. Лазертиды, названные так по прототипу BL Lacertae (BL Иерриш), отличаются прежде всего почти полным отсутствием в спектрах сильных эмиссионных линий, что затрудняет определение расстояний до них (невозможно измерить *красное смещение*). Тем не менее установлено, что лазертиды — внегалактич. источники: для одних объектов измерено красное смещение по очень слабым линиям в спектре, для других — красное смещение определено косвенным образом — по характеристикам окружающей туманности. Лазертиды, как и кварзары, имеют на снимках звездобразный вид, однако у нек-рых объектов (так же, как и у нек-рых кварзаров) обнаружены окружающие («родительские») галактики, что, собственно, и даёт основание считать кварзары и лазертиды активными *ядрами галактик*. Амплитуда переменности лазертид составляет  $3^m$ – $4^m$  оптич. поток сильно (у нек-рых объектов до 30–40%) поляризован. Все лазертиды довольно мощные и переменные радиодисточники. Активность радиогалактик, относящихся к О. с а. я., проявляется в оси, в радиодиапазоне. В оптич. диапазоне они характеризуются узкими ( $100$ – $300 \text{ км/с}$ ) эмиссионными линиями.

Предполагается, что перечисленные объекты представляют собой один тип объектов. Различия обусловлены наличием или отсутствием пыли, разными углами зрения (наклонами плоскости галактики к лучу зрения), циклами активности и полными светимостями.

Активность О. с а. я. зависит от природы их центр. источников. Оптич. эмиссионные спектры, к-рые ещё в нач. 1970-х гг. доминировали в построении моделей, есть явление вторичное. Эмиссионные линии возникают довольно далеко от центра ( $10^{17}$ – $10^{18} \text{ см}$ ), поэтому осн. информацию о центр. источниках О. с а. я. даёт исследование переменности их излучения в широком диапазоне эл.-магн. спектра. Естественно, что для большинства О. с а. я. исследована оптич. переменность. Наб. подробные наблюдения переменности проведены для ядра сейфертовской галактики NGC 4151. Это объект считается классич. прототипом О. с а. я.

Многочетные наблюдения переменности ядра NGC 4151 дают след. картину. Макс. амплитуда изменений непрерывного спектра (континуума) — в рентг. диапазоне ( $\sim 2^m$  в диапазоне 2–10 кэВ), минимальная — в ИК-диапазоне (меньше  $0,5^m$  в диапазоне 1,6–2,2 мкм). Характерное время переменности минимально ( $12 \text{ ч}$ ) в рентг. диапазоне (2–10 кэВ), 45 сут в оптич. диапазоне и не менее 2 мес в ИК-диапазоне. Это естественно связать с эфф. размерами соответствующей области излучения — минимальными ( $12$  световых ч) в рентг. диапазоне. Спектр NGC 4151 (рис. 1) имеет плоскую часть в интервале 4 порядков по частоте, что соответствует светимости  $7 \cdot 10^{44}$  эрг/с в диапазоне 10 кэВ — 3 МаВ. Оптич. светимость  $4 \cdot 10^{42}$  эрг/с. Полная светимость ядра NGC 4151 превышает  $10^{46}$  эрг/с,

прцим макс. энергия выделяется в коротковолновом диапазоне. Такая светимость соответствует  $10^{11} - 10^{12} L_{\odot}$  ( $L_{\odot} = 3.8 \cdot 10^{33}$  эрг/с — светимость Солнца), выделяется она в объеме с размерами Солнечной системы (~10 световых часов).

Исследования спектральной переменности О. с а. я. привели к обнаружению быстрой (характерное время 2—3 нед) переменности водородных линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ , линии углерода CIV (1550 Å) и некоторых других. При этом переменность потока в эмиссионных линиях коррелирует с переменностью УФ-континуума с запаздыванием на 2—4 нед. Время запаздывания больше для линий низкой ионизации ( $H_{\alpha}$ ); напр., для NGC 4151 время запаздывания переменности CIV составляет  $\approx 13$  сут, а  $H_{\alpha}$  — 20—25 сут. Быстрая переменность интенсивности линий свидетельствует прежде всего о высокой концентрации газа в области (оболочке), излучающей разрешенные линии (скорость рекомбинации  $\sim 1/n$ ),  $n \sim 10^{10} - 10^{11}$  см $^{-3}$ . Поскольку при такой плотности оболочки наблюдается мягкое рентг. излучение (0,05—0,5 кэВ), к-рое в этих условиях должно сильно поглощаться, она не может быть сплошной, а состоит, по-видимому, из отд. плотных облаков с большой сваякности (~ $10^{-3}$ ). Облака ионизуются коротковолновым излучением центр. источника, а затем высвечиваются в разрешенных линиях. Интенсивность запрещенных линий постоянна в течение не менее 10 лет. Запрещенные линии образуются на очень дальних расстояниях — до неск. парсек. Экстремальным случаем быстрой переменности эмиссионных линий следует считать переход из одного сейфертовского типа в другой, к-рый наблюдался в неск. объектах, напр. в NGC 4151 (переход Sy1 в Sy2), в NGC 1566 (Sy2 в Sy1). Исчезновение или появление широкого компонента разрешенных линий происходит за неск. месяцев, при этом усиливается или ослабляется континуум, т. е. переход из одного сейфертовского типа в другой также есть результат фотоионизации оболочки перем. излучением центр. источника.

В некр-ых О. с а. я. в радиодиапазоне наблюдаются узкие струи выброшенного вещества (джеты). В NGC 4151 обнаружены узкие переменные эмиссионные линии, к-рые хорошо видны в миминуме блеска около резонансной линии CIV. Эти линии не могут возбуждаться фотоионизацией и, по-видимому, возникают в струях, скорость движения вещества в к-рых ок. 0,1 с. На частоте 15 Гц в NGC 4151 видны структуры на расстояниях в десятки и сотни парсек, к-рые интерпретируются как джеты S-образной формы. Аналогичные джеты, часто односторонние, наблюдаются и в др. О. с а. я. Возможный период прецессии джетов  $10^4 - 10^6$  лет.

К перечисленным данным наблюдений следует добавить отсутствие строгих периодичностей переменности блеска О. с а. я., значит. долю тепловой составляющей в перем. оптич. излучении (в радиодиапазоне — синхротронное излучение релятивистских электронов в магн. поле), зависимость амплитуды медленной составляющей переменности от наклона галактики и некр-ые др. В целом совокупность данных наблюдений, в т. ч. по переменности континуума в разных диапазонах, позволяет сделать вывод, что наиб. приемлемой моделью О. с а. я. является модель дисковой аккреции на сверхмассивную черную дыру. Известно, что наиб. эфф. механизм выделения энергии (кроме аннигиляции) — аккреция вещества в гравитат. поле черной дыры. При этом может выделяться до 43% полной ( $mc^2$ ) энергии вещества. Следующий по эффективности меха-

низм — термоядерные реакции — даёт энергетовыделение на порядок меньше. Модель дисковой аккреции и качественно и количественно объясняет большинство наблюдаемых феноменов О. с а. я., хотя и нуждается в дальнейшей разработке и детализации (напр., тот факт, что осн. доля энергии О. с а. я. выделяется в жестком диапазоне 1 КэВ — 100 МэВ, трудно объяснить в рамках стандартной модели дисковой аккреции, как, впрочем, и в рамках др. моделей). Предлагавшиеся ранее модели компактного звездного скопления или амагнитного наклонного ротора (магнитоида) оказались несостоятельными, в частности как по распределению энергии, так и по характеру переменности в разных диапазонах. Модель дисковой аккреции требует наличия вещества, к-рое образует аккреционный диск и даёт наблюдаемое энергетовыделение. Одним из эфф. механизмов поставки вещества в диск является приливное разрушение звезд в гравитат. поле сверхмассивной черной дыры (достаточно  $\sim 1 M_{\odot}$  в год;  $M_{\odot}$  — масса Солнца). Такой механизм возможен при повнщ. плотности звезд в О. с а. я. Это условие не противоречит наблюдениям: для О. с а. я. характерна повышенная по сравнению с нормальными галактиками концентрация поверхностной яркости (а следовательно, и массы, т. к. поверхностная яркость галактик определяется в основном звездами). С повнщ. концентрацией яркости связан и вопрос эволюции О. с а. я. Существуют две гипотезы: явление О. с а. я. есть фаза в эволюции любой спиральной или эллиптич. галактики; активные ядра образуются только в галактиках, имеюших повнщ. концентрацию массы. Второй случай соответствует длинной (~ $10^{10}$  лет) шкале жизни О. с а. я. По-видимому, наблюдения больше поддерживают вторую гипотезу.

Наиб. вероятной представляется след. упрощенная схема О. с а. я. (рис. 2): сверхмассивная (~ $10^6 M_{\odot}$ ) черная дыра с гравитат. радиусом  $\sim 3 \cdot 10^{13}$  см, на к-рую аккрецирует вещество приливно разрушаемых звезд, образующее дискообразную структуру; область жесткого рентг. излучения имеет размеры  $10^{14} - 10^{16}$  см (световые часы), затем следует область оптич. континуума (световые дни) и разрешенных эмиссионных линий (до  $10^{17}$  см), область ИК-континуума (световые месяцы), на расстоянии  $\sim 10^{18}$  см (парсеки) — область излучения запрещенных линий. Перпендикулярно плоскости диска расположены оптич. и радиотрубы протяженностью до неск. парсек (в радиодиапазоне). Здесь же, в полнорных конусах диска, вблизи области жесткого излучения, возникают линии высокой ионизации ([FeX] и др.). Проблема образования релятивистских коллимированных струй ещё не решена окончательно. Возможно, перспективной является модель  $\gamma$ -пушки, в к-рой черная дыра имеет определённые вращат. момент и магн. поле. При дисковой аккреции замагниченной плазмы формируется сильное электрич. поле, к-рое ускоряет заряд. частицы перпендикулярно плоскости диска до релятивистских скоростей, что в конечном итоге приводит к мощному потоку  $\gamma$ -излучения. При этом плазма в ядре внутр. части аккреционного диска прозрачна для квантов с характерной энергией  $\sim 100$  МэВ. Коллимированные (уконаправленные) джеты могут быть связаны с узкой направленной струей  $\gamma$ -квантов. При массе  $\sim 10^6 M_{\odot}$  и поле  $\sim 10^4$  Гс полный поток энергии направленного  $\gamma$ -излучения и релятивистских электронов достигает  $10^{48}$  эрг/с.

Лит.: Л ю т я Я. В. М., Фотометрические наблюдения ядер активных галактик, в кн.: Астрофизика и космохимическая физика, М., 1982; Л ю т я Я. В. М., Черерапа у к А. М., Активност, ядер галактик в явлении S8 433, Астрон. ж., 1986, т. 63, с. 897;

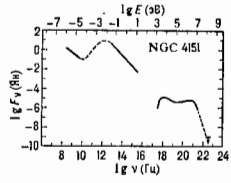


Рис. 1.

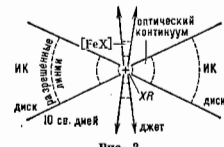


Рис. 2.

Laugel A., Classification of active galaxies and the prospect of a unified phenomenology, «Publics Astron. Soc. Pacific», 1987, т. 90, p. 309.

**ОБЪЕМНАЯ ВЯЗКОСТЬ** — феноменологич. характеристика процесса диссипации энергии при объёмных деформациях среды. Коэф. О. в.  $\zeta$  иногда наз. также вторым коэф. вязкости или в торой вязкостью, для того чтобы подчеркнуть его отличие от коэф. поперечной стоковой вязкости  $\eta$ , к-рую наз. также сдвиговой вязкостью. Коэф. поглощения звука на единицу длины в вязкой среде

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^2} \left( \frac{\zeta}{3} + \zeta \right),$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $c$  — фазовая скорость звука,  $\omega$  — круговая частота. В отличие от сдвиговой вязкости, характеризующей необратимую передачу энергии поступат. движения среды от одних слоёв к другим, О. в. характеризует квазиравновесный обмен энергией между поступат. движением частиц в звуковой волне и внутр. стенками свободы в веществе. Этот обмен энергией обычно связан с релаксационными процессами, происходящими в среде при распространении звука (см. *Релаксация акустическая*). В области частот  $\omega$ , отвечающих условию  $\omega t \ll 1$  (где  $t$  — время релаксации), коэф. О. в.  $\zeta = \rho v (\epsilon_\infty^0 - \epsilon_0^0)$ ; здесь  $\epsilon_0^0$  — скорость распространения звуковой волны в области  $\omega t \ll 1$ , где равновесие успевает полностью установиться за период звуковой волны, а  $\epsilon_\infty^0$  — скорость звука при больших частотах  $\omega t \gg 1$ , где релаксационный процесс не успевает пройти за период. При повышении частоты коэф. поглощения, обусловленный релаксационным процессом, перестаёт зависеть от частоты квадратично — его рост с частотой замедляется и величина  $\alpha$  асимптотически стремится к пост. значению. Поэтому если условие  $\omega t \ll 1$  не выполняется, то говорить об О. в. можно только условно, приписывая коэф. О. в. частотную зависимость:

$$\zeta = \frac{\rho v (\epsilon_\infty^0 - \epsilon_0^0)}{1 + \omega^2 \tau^2}.$$

Значение  $\zeta$  вычисляется по измерениям коэф. поглощения и скорости звука и независимо измеренным значениям коэф. сдвиговой вязкости. Величина  $\zeta$  обычно уменьшается при повышении темп-ры и увеличивается с повышением давления. Коэф.  $\eta$  и  $\zeta$  являются величинами одного порядка только в нек-рых одноатомных газах. В большинстве случаев величина  $\zeta$  намного превосходит величину  $\eta$  (табл.).

Значения  $\eta$  и  $\zeta/\eta$  для некоторых жидкостей

Жидкость	T, °C	$\eta \cdot 10^{-4}$ Па·с	$\zeta/\eta$
Вода	15	1,1	2,81
Глицерин	14	61600	4,03
Хлористый натрий	888	115	20,8
Хлористое серебро	571,5	176	27,60
Бензол	20	0,85	130
Сероуглерод	20	0,38	1600

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Механика сплошных сред*, 2 изд., М., 1954, § 78; *Физическая акустика*, под ред. У. Маэона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968.

А. Л. Полякова.

**ОБЪЕМНАЯ СИЛА** — то же, что *массовая сила*.

**ОБЪЕМНАЯ СКОРОСТЬ** — поток *колебательной скорости частицы* через данную поверхность. О. с.  $V$  выражается ф-лой  $V = \iint \text{grad} S \cdot d\mathbf{v}$ , где  $\mathbf{v}$  — вектор колебательной скорости частиц в данной точке поверхности,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали к поверхности в этой точке,  $dS$  — элемент площади поверхности  $S$ , для к-рой вычисляется О. с. Для излучателя нулевого порядка в виде пульсирующего тела О. с. через поверхность тела равна скорости изменения его объёма. Для излучателя в виде колеблющейся диафрагмы в жё-

стком экране О. с. равна скорости вытеснения среды. При поршневом излучении, т. е. при сифзанном колебании всей излучающей поверхности с одинаковой амплитудой нормальной составляющей колебат. скорости во всех точках, О. с. равна этой составляющей, умноженной на площадь излучающей поверхности.

Для излучателя нулевого порядка к размерам, малыми по сравнению с длиной волны, О. с. через его поверхность практически совпадает с производительностью излучателя, и давление в поле такого излучателя можно выразить через О. с.  $V(t)$  ф-лой

$$p = \frac{\rho}{4\pi r} \frac{\partial V}{\partial t} \left( t - \frac{r}{c} \right),$$

где  $\rho$  и  $c$  — плотность среды и скорость звука в ней, а  $r$  — расстояние от излучателя. Для гармонич. процесса  $V = V_0 \exp(-i\omega t)$  эта ф-ла принимает вид

$$p = -i\rho V_0 \frac{\exp(-i\omega t + ikr)}{4\pi r},$$

где  $V_0$  — амплитуда О. с., равная в этом случае производительности источника звука,  $k$  — *волновое число*.

О. с. сферич. излучателя, совершающего любое нормальное колебание, кроме монополюсного (нульсирингуозного), равна нулю: поток скорости на одной части излучающей поверхности компенсируется потоком противоположного знака на др. части поверхности. О. с. квадруполю и мультиполюлей высших порядков вообще нулю не равна. При распространении звука по каналам, образованным соединениями труб с разными поперечными размерами, граничным условием на стыках этих труб является равенство О. с. по обе стороны сечения, проведённого через стык. В системе СИ О. с. измеряется в м<sup>3</sup>/с, в системе СГС — в см<sup>3</sup>/с.

Лит.: Ржевский С. Н., *Курс лекций по теории звука*, М., 1960; Исакович М. А., *Общая акустика*, М., 1973.

М. А. Исакович.

**ОБЪЕМНОЙ УПРУГОСТИ МОДУЛЬ** — см. *Модуль упругости*.

**ОБЪЕМНЫЙ ЗАРЯД** — то же, что *пространственный заряд*.

**ОБЪЕМНЫЙ РЕЗОНАТОР** — электромагнитный — замкнутая или почти замкнутая полость с хорошо проводящими стенками, внутри к-рой могут существовать слабоаттенуируемые эл.-магн. колебания. О. р. могут иметь разл. формы экранирующих (проводящих) оболочек: сферические, цилиндрические, прямоугольные и т. п. Существуют О. р. с многосвязными в сечении границами, напр. биферические, коаксиальные. Хотя под О. р. всегда подразумевают твёрдые объекты, иногда говорят о двумерных и даже одномерных О. р., имея в виду системы, поля в к-рых слабо зависят от одной из двух декартовых координат.

Простейшей моделью, описывающей спектральные свойства одномерного О. р., является идеальный *интерферометр Фабри — Перо*, состоящий из двух последовательно отражаемых «металлической» плоской эл.-магн. волна. Как и в случае струны с жёстко закрепленными концами, в такой системе возможны собственные (нормальные) *сигусоидальные*  $[-\exp(i\omega_n t)]$  колебания (моды) с частотами  $\omega_n = \pi c n / l$ , где  $l$  — расстояние между отражателями (при заполнении средой с проницаемостью  $\epsilon$  и  $n$  можно заменить  $n$  на  $c\sqrt{\epsilon} n$ ),  $n = 1, 2, 3, \dots$  — число полуовнов  $\lambda_n / 2 = \pi c / \omega_n = l / n$ , укладывающихся между пластинами.

В двумерных и трёхмерных О. р. общая картина свойств эл.-магн. колебаний существенно богаче по спектру собств. частот, поляризации, характеристикам и по распределению полей в пространстве. Для отыскания собств. колебаний эл.-магн. поля в таких О. р. приходится решать краевую задачу для *Максвелла уравнений* с зависимыми от проводимости стенок граничными условиями. Обычно вначале рассчитывают т. в. идеальный О. р., у к-рого потери в заполняющей среде и на излучение отсутствуют, а

ступки являются бесконечно проводящими (идеально отражающими). При этом задача о собств. колебаниях сводится (в однородной среде) к решению векторного волнового уравнения для поля  $E$  при условии обращения в нуль его тангенциальной составляющей на стенках резонатора  $S$ :

$$\Delta E + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 E = 0, \text{ div } E = 0, \quad (1)$$

$$E_{\text{танг}}|_S = 0, \quad H = ic\omega^{-1} \text{rot } E.$$

Прямоугольный резонатор. Если полость  $O, p$  представляет собой прямоугол. параллелепипед  $0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq l$  (рис. 1), то при решении задачи (1) используют декартову систему координат, в к-рой переменные векторного волнового ур-ния допускают разделение. Такой  $O, p$  можно рассматривать как «закороченный» (перерогорченный проводящими стенками) отрезок прямоуг. волновода *металлического, ориентированный*, напр., в  $z$ -направлении и имеющий длину  $l$ ; он напоминает интерферометр Фабри — Перо с той лишь разницей, что между плоскостями  $z = 0$  и  $z = l$

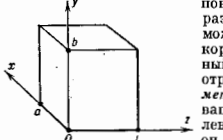


Рис. 1. Прямоугольный объемный резонатор.

теперь «мечутся» волноводные моды, т. е. плоские неоднородные волны. Поэтому классификацию собств. колебаний прямоуг.  $O, p$  обычно производят по типам волноводных мод, как бы «поименных» между плоскостями  $z = 0, z = l$ . Различают колебания  $TE_{nm}$ - и  $TM_{mnp}$ -типов. В первом случае речь идет о стоячей волноводной  $TE$ -волне, в к-рой вектор  $E$  поляризован в плоскости  $z = \text{const}$ , а проекции полей  $E$  и  $H$  на оси  $(x, y, z)$  имеют вид

$$E_x \sim k_y k^{-1} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z),$$

$$E_y \sim -k_x k^{-1} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \sin(k_z z),$$

$$H_x \sim ic k_z k \omega^{-1} k^{-1} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z),$$

$$H_y \sim ic k_x k \omega^{-1} k^{-1} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z),$$

$$H_z \sim -ic (k_x^2 + k_y^2) \omega^{-1} k^{-1} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \sin(k_z z).$$

Здесь  $k_x, k_y, k_z$  — компоненты волнового числа  $k$ :

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 / c^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2, \quad (3)$$

причем граничное условие  $E_{\text{танг}}|_S = 0$  фиксирует величины этих компонент

$$k_x = k_x^{(n)} = n\pi/a, \quad k_y = k_y^{(m)} = m\pi/b, \quad k_z = k_z^{(p)} = p\pi/l. \quad (4)$$

Следовательно, спектр собств. частот определяется ф-лой

$$\omega_{nmp}^2 = \frac{c^2 n^2}{\epsilon_0 \mu_0} \left( \frac{n^2}{a^2} + \frac{m^2}{b^2} + \frac{p^2}{l^2} \right). \quad (5)$$

Индексы  $n, m, p$  пробегает значения  $0, 1, 2, \dots$ , во в нуль может обращаться только один из них. Мин. собств. частота свойственна моде, у к-рой равен нулю индекс, относящийся к наим. размеру  $O, p$ , напр. при  $l > b > a$  это  $\omega_{011} = c\pi(b^{-2} + l^{-2})^{1/2} / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ . Структура поля в такой моде, а также структура поля моды  $TE_{111}$  воспроизведены на рис. 2. Поля типа  $TM_{mnp}$  можно получить из (2) заменой  $E \rightarrow H, H \rightarrow E, \epsilon \leftrightarrow \mu$ , однако при этом граничное условие  $E_{\text{танг}}|_S = 0$  преобразуется в  $H_{\text{танг}}|_S = 0$ , т. е. изменятся эл.-динамич. свойства стенок резонатора: они вместо «электрических» становятся «магнитными».

Для задания  $TM$ -полей в идеальном  $O, p$  с «электрическими» стенками соответствующее «магнитным» стенкам решение необходимо сдвинуть на четверть периода,

т. е. заменить  $z \rightarrow z + \pi/2k_z^{(p)}, y \rightarrow y + \pi/2k_y^{(m)}, x \rightarrow x + \pi/2k_x^{(n)}$  ( $k_x^{(p)} \neq 0, k_y^{(m)} \neq 0, k_z^{(n)} \neq 0$ ). В результате такого сдвига спектр собств. колебаний (4), (5) останется без изменений, но ни один из индексов  $n, m, p$  не сможет уже принимать нулевое значение, все они будут начинаться с 1:  $n = 1, 2, 3, \dots; m = 1, 2, 3, \dots; p = 1, 2, 3, \dots$ . Распределение поля в моде типа

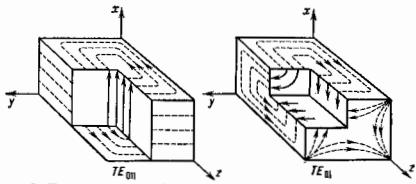


Рис. 2. Проекции колебания (моды)  $TE_{011}$ -типа в прямоугольном объемном резонаторе. Распределение электрических (сплошные линии) и магнитных (пунктир) полей.

$TM_{111}$  показано на рис. 3.

Т. о., все собств. колебания идеального  $O, p$  с ненулевыми индексами,  $n \neq 0, m \neq 0, p \neq 0$ , оказываются, по крайней мере, дву-

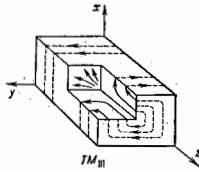


Рис. 3. Распределение электрического (сплошные линии) и магнитного (пунктир) полей в моде типа  $TM_{111}$  прямоугольного объемного резонатора.

кратно вырожденными по  $TE$ - и  $TM$ -поляризациям. Степень вырождения может быть и более высокой, если к.-л. из размеров  $a, b, l$  совпадают между собой. Макс. кратность вырождения (12) достигается для частот  $\omega_{nnp}$  кубического  $O, p$ . ( $a = b = l$ ).

Резонаторы, в к-рых возбуждены вырожденные моды, эквивалентны  $LC$ -контурам, имеющим одну и ту же собств. частоту  $\omega = (LC)^{-1/2}$ , но никак не связанным друг с другом. При наличии индуктивной или емкостной связи вырождение снимается, такая система контуров будет колебаться на новых нормальных частотах, различающихся между собой. В случае двух контуров (двух мод) зависимость новых частот от старых определяется известным графиком Вина (см. также *Связанные системы*). В  $O, p$  связь между вырожденными модами может осуществляться безынерционной деформа-

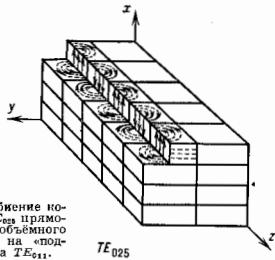


Рис. 4. Разбиение колебания  $TE_{025}$  прямоуг. объемного резонатора на «подмоды» типа  $TE_{025}$ . Иллюстрация связи стенок или внесением внутрь небольших возмущающих тел, напр. проводящих шариков радиусом  $r \ll \lambda$ ; при помещении последних в пучности поля  $E(H)$  связь получается емкостной (индуктивной). На

такой перестройке О. р. при внесении внутрь малых локализ. вкраплений осевым один из методов измерений распределения полей в О. р.

В прямоуг. О. р. поля имеют ячеистую структуру: любая высокая мода в них разбивается на «подмоды» типа  $TM_{111}$ ,  $TE_{111}$ , или  $TE_{011}$ , как это показано на рис. 4. Низкие моды прямоуг. О. р. следует рассматривать в качестве элементарных. В технике довольно часто (но не всегда) О. р. используют в режиме одного колебания, обычно обладающего наименьшей собств. частотой.

Цилиндрический резонатор. С помощью плавных деформаций сеченк О. р. можно проследить за топологическими подобными изменениями структуры собств. мод.

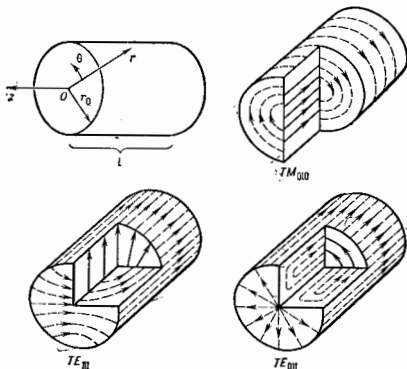


Рис. 5. Простейшие колебания (моды) в цилиндрическом объемном резонаторе. Распределение электрического (сплошные линии) и магнитного (пунктир) полей.

Так, осн. мода  $TE_{110}$  прямоуг. резонатора преобразуется в моду типа  $TM_{010}$  цилиндрич. резонатора. Смена обозначений связана с тем, что в координатах  $\theta, r, z$  (рис. 5) поле не зависит от координат  $\theta$  и  $z$ . Строгие количеств. данные о частотном спектре и структуре собств. колебаний цилиндрич. (и любого другого) резонатора удаётся получить только из несредств. решения краевой задачи (1): в цилиндре радиусом  $r_0$  и высотой  $l$  при  $l < 2,04r_0$  мин. частоту имеет мода  $TM_{010}$ ,  $\omega_{010} = 2,4 c/r_0 \sqrt{\epsilon\mu}$ ; с ростом  $l$  происходит смена осн. колебаний, им становится мода  $TE_{111}$  ( $H_z \neq 0, H_r \neq 0, E_\theta \neq 0, E_z \neq 0$ ),  $\omega_{111}^2 = c^2 \epsilon^{-1} \mu^{-1} \{ (1,84/r_0)^2 + (\pi/l)^2 \}$ . Среди собств. колебаний цилиндрич. резонатора типа  $TE$  наиб. простой структурой обладает симметричная относительно осей  $z$  мода  $TE_{011}$  ( $H_z \neq 0, H_r \neq 0, E_\theta \neq 0$ ),  $\omega_{011}^2 = c^2 \epsilon^{-1} \mu^{-1} \{ (3,83/r_0)^2 + (\pi/l)^2 \}$ . Хотя эта мода не является основной ( $\omega_{111} < \omega_{011}$ ), её часто используют на практике благодаря более низким, чем у моды  $TE_{111}$ , потерям, связанным с неидеальностью стенок резонатора. Фигурирующие в ф-лах для собств. частот числа 1,84; 2,40; 3,88 являются корнями ф-ции Бесселя и её производных:  $J_0'(1,84) = 0, J_0(2,40) = 0, J_1(3,83) = 0$ .

На рис. 6 показана возможность последоват. трансформации цилиндрич. резонатора в резонатор клиндропного типа с гантелеобразным аксиальным сечением, к-рый можно рассматривать как экранированный LC-

контур, где конденсатор  $C$  и индуктивность  $L$  составляют единое целое.

Добротность резонатора. Реальные О. р. отличаются от идеальных О. р. прежде всего наличием потерь (в среде, заполняющей полость, в экранирующих стенках, а также в местах ввода и вывода энергии). Если потери в заполняющей среде распределены однородно, то они не вносят изменений в структуру отд. компонент полей, но превращают чисто действительные собств. частоты в комплексные:  $\omega \rightarrow \omega_d + i\omega_m$ ; соответствующие моды становятся затухающими:  $e^{i\omega t} \rightarrow e^{i\omega_d t - \omega_m t}$ . Декремент затухания  $\omega_m$  определяется путём замены в (3) и (5)  $\epsilon \rightarrow \epsilon_d - i\epsilon_m, \mu \rightarrow \mu_d - i\mu_m$  и в случае малых потерь ( $\epsilon_m \ll \epsilon_d, \mu_m \ll \mu_d$ ) равен  $\omega_m = \omega_d (\epsilon_m/\epsilon_d + \mu_m/\mu_d)/2$ . Поглощение в экранирующей оболочке, как правило, учитывают методом малых возмущений. Удобно использовать *Леонтовича граничное условие* для тангенциальных составляющих полей  $E, H$ , к-рое фактически лишь слегка модифицирует краевую задачу (1). По методу малых возмущений расчёты выполняются обычно в влиятельных устройствах ввода-вывода эл.-магн. энергии, связываю-

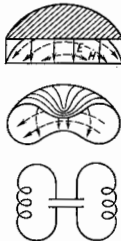


Рис. 6. Переход от цилиндрического резонатора с модой типа  $TM_{010}$  при плавной деформации стенок к резонатору клиндропного типа, в котором электрическое (сплошные линии) и магнитное (пунктир) поля пространственно разделены (как в колебательном контуре).

щих объёмный резонатор с внешними системами.

По аналогии с LC-контуром качество О. р. часто характеризуют его добротностью  $Q$ . Добротность определяют либо по уширению резонансных линий,  $Q = \omega/\Delta\omega = \omega_d/\omega_m$ , либо как отношение запасённой в О. р. энергии  $W$  (средней за период колебаний  $2\pi/\omega_d$ ) к мощности ср. потерь  $P$ :  $Q = \omega_d W/P$ . Последнее определение всегда требует уточнения, т. к. зависит от выбора границ раздела между областью, где энергия запасается, и областью, где она диссипируется.

В случае высокодобротных О. р. потери можно считать аддитивными и каждому их каналу поставить в соответствие свою (парциальную) добротность  $Q_i \gg 1$ . Так, добротность, связанная с поглощением в среде, равна  $Q_1 = 2 (\epsilon_m/\epsilon_d + \mu_m/\mu_d)^{-1}$ , а добротность, связанная с поглощением в стенках,  $Q_2 \sim V/S\delta$  ( $V$  — объём,  $S$  — поверхность полости,  $\delta$  — толщина скин-слоя). Особую роль в теории О. р. играет добротность связи, или нагруженная добротность  $Q_3$ , определяющая потери на излучение вовне. В режиме оптимального резонансного возбуждения величина  $Q_3$  равна половине суммарной добротности:  $Q_3 = Q/2$  ( $Q^{-1} = \sum_i Q_i^{-1}$ ).

Поскольку любой О. р. является многомодовым, то следует иметь в виду, что по мере уменьшения  $Q$  уширение резонансных линий может стать сравнимым с расстоянием между соседними собств. частотами, к-рые по существу уже перестают быть таковыми. При этом О. р. утрачивает свои избирательные (резонансные) свойства. Мин. значения добротностей, при к-рых ещё можно говорить о резонансных эффектах,  $\sim 10$ . Обычно добротности О. р. характеризуются значительно более высокими числами; напр., на осн. колебаниях в СВЧ-диапазоне они достигают  $10^3$ , а при применении сверхпроводящих экранов  $\sim 10^5 - 10^7$ .

Как уже отмечалось, О. р. чаще всего используют на низких собств. частотах. Однако иногда необходимо работать с высокими модами, избегая паразитного возбуждения других, «неробочих» мод. С данной проблемой, к-рую наз. проблемой *селекции мод*, приходится сталкиваться, напр., в электронике СВЧ, где в интересах повышения мощности часто объём резонатора стараются делать большим по сравнению с  $\lambda^2$ .

Возбуждение О. р. осуществляют обычно с помощью штырей, петель, щелей, отверстий, к к-рым подводят пазы эл.-магн. энергию, примерно так же, как в случае волноводов (см. *Антенны*). В теории таких возбуждающих устройств часто можно заменить на эквивалентные им сторонние электрич. и магн. токи с плотностями  $j^{exch}(\omega t)$  и  $j^{mag}exch(\omega t)$ . Для зфф. возбуждения О. р. требуется, чтобы ток  $j^{ex}$  был ориентирован вдоль поля  $E$ , а ток  $j^{mag}$  — вдоль поля  $H$  нужной моды, т. к. соответствующие коэф. возбуждения пропорц. интегралам  $\int (j^{ex} E) dV$  и  $\int (j^{mag} H) dV$ . С чисто матем. позиций задача о вынужденных колебаниях О. р. сводится к решению ур-ния (1), в правой части к-рого стоит возбуждающая сила  $4\pi e^{-1}(\text{rot} j^{mag} - i\omega \epsilon^{-1} j^{ex})$ .

О. р. с металлич. стенками применяют в технике СВЧ ( $10^9 - 10^{11}$  Гц) как частотные фильтры и резонансные колебат. системы усилителей, усилителей, приёмных устройств, анализаторов спектра и др. Начиная с частот  $\sim 10^{11}$  Гц О. р. при работе на первой моде становится внешне миниатюрными ( $\lambda \sim 1$  мм), к тому же их добротность ухудшается по закону  $Q \sim \lambda^{-1/2}$ , поскольку толщина скин-слоя уменьшается пропорц.  $\lambda^{-1/2}$ , а размеры О. р. — пропорц.  $\lambda$ . В миллиметровом, субмиллиметровом и оптич. диапазонах О. р. вытеснены большими (в масштабе  $\lambda$ ) открытыми резонаторами квазиоптич. типа, в к-рых осуществляется разрежение спектра sostanza. частот за счёт «высвечивания» части мод через открытые участки боковых поверхностей.

О. р. встречаются и в природных условиях, причём экранирующие поверхности у них яе обязательно хорошо проводящие. Напр., существует бисферич. О. р. Земля — ионосфера. Земля является электропроводящим экраном, а ионосфера — рефракционным (взап. полного внутр. отражения волн). Аналогичные О. р., обычно представляющие собой отрезки *волноводов диэлектрич.к* (плоско-параллельных или цилиндрич.к), встречаются и в технике.

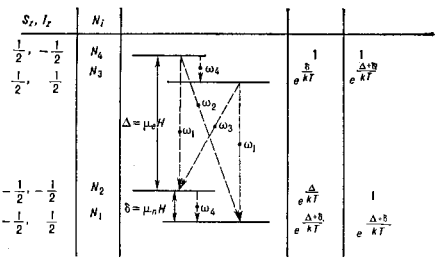
Лит.: Вайнштейн Л. А., *Электромагнитные волны*, 2 изд., М., 1988; Лебедев И. В., *Техника и приборы СВЧ*, 2 изд., т. 1, М., 1970; Джексои Д. Дж., *Классическая электродинамика*, пер. с англ., М., 1985; Вайнштейн Л. А., В. В., *Высокая частота электродинамика*, М., 1988; Никольский В. В., Никольский Г. И., *Электродинамика и распространение радиоволн*, 3 изд., М., 1989.

М. А. Мильер, А. И. Смирнов.

**ОБЫКНОВЕННЫЙ ЛУЧ** — см. *Кристаллооптика*.

**ОБЕРХАУЗЕРА ЭФФЕКТ** — увеличение интенсивности *ядерного магнитного резонанса* и поляризации ядерной магн. системы при насыщении *электронного парамагнитного резонанса*. О. э. наблюдается в условиях релаксац. процесс, содержащий в каждом акте связанное однопнаправленное изменение ядерных спиновых переменных и определяющий стационарное состояние ядерной магн. системы (см. *Ориентированные ядра, Параманетика*). О. э. предсказан А. Оберхаузером (A. W. Overhauser) в 1953 для взаимодействующих спиновых систем электронов проводимости и ядер в металлах. В том же году О. э. был экспериментально подтверждён Т. Карвером (Th. R. Carver) и Ч. Сликтером (Ch. P. Slichter), впоследствии наблюдался в полупроводниках, жидкостях с парамагн. примесями и твёрдых телах с высокой концентрацией свободных радикалов или парамагн. примесей. О. э. является одним из методов динамич. поляризации ядер. Для его объяснения существенны два явления: *земановское расщепление* магн. уровней (см. *Земанов эффект*) и *релаксация* — процесс возвращения возбуждённой системы в состояние термодинамич. равновесия.

Магн. моменты микрочастиц могут иметь только опред. ориентации в магн. поле, к-рым соответствует опред. значения энергии (энергетич. уровни). На рис. изображена структура этих уровней для электроноядерной системы с электронным спином  $S = 1/2$  и ядерным спином  $I = 1/2$ . Земановское расщепление для электронного спина равно  $\Delta = \mu_e H$ , для ядерного



Структура аземановских энергетических уровней электронноядерной системы с  $S = 1/2$  и  $I = 1/2$ . Штриховые линии соответствуют различным видам релаксаций. Сиврава в первом столбце — относительно равновесные населённости уровней,  $N_i/N_4$ , во втором столбце — те же величины в условиях эффекта Оберхаузера при  $\omega_2 = \omega_4 = 0$ .

спина  $\delta = \mu_n H$ , где  $H$  — напряжённость внеш. магн. поля,  $\mu_e$  и  $\mu_n$  — магн. моменты электрона и ядра. Поскольку  $\mu_e \gg \mu_n$ , имеем  $\Delta \gg \delta$ . Термодинамически равновесная поляризация электронной и ядерной магн. систем определяется населённостью электронных уровней  $S_z = \pm 1/2$  и ядерных уровней  $I_z = \pm 1/2$ . Отношение населённостей соответствует распределению Больцмана:

$$N_3/N_1 = N_4/N_2 = e^{-\delta/kT}, \quad N_4/N_3 = N_2/N_1 = e^{-\Delta/kT}$$

где  $N_i$  — населённость уровней, соответствующих рис. Возбуждение переходов  $\Delta S_z = 1$ ,  $\Delta I_z = 0$  отвечает ЭНР, а переходов  $\Delta S_z = 0$ ,  $\Delta I_z = 1$  — ЯНР. Если приложить к образцу достаточно сильное перем. магн. поле с частотой ЭНР  $\Omega = \Delta/\hbar$ , то электронные переходы можно насытить, т. е. выровнять населённости уровней, между к-рыми происходит соответствующие переходы ( $\Delta S_z = 1$ ,  $\Delta I_z = 0$ ), при этом  $N_1 \approx N_3$  и  $N_2 \approx N_4$ . Магн. ВЧ-поле переводит электроны в возб. состояние, а релаксац. процессы стремятся восстановить состояние термодинамич. равновесия. Конкуренция этих процессов определяет амплитуду ВЧ-поля, необходимую для насыщения ЭНР. Ответственный за это релаксац. процесс (со скоростью релаксации  $w_1$ ) не приводит к перероентации ядерных спинов.

Существование флукутирующего сверхтонкого взаимодействия, связанного либо с движением носителя электронного спина, либо с быстрой перероентацией этого спина в обменном поле, приведёт к появлению др. релаксац. процессов. Контактное фермиевское взаимодействие приводит к релаксац. процессу типа  $\Delta S_z = -1$  при  $\Delta I_z = 1$ , и наоборот (со скоростью взаимодействия  $w_2$ ). Флукутирующее дипольное взаимодействие приведёт к процессу типа  $\Delta S_z = -1$ ,  $\Delta I_z = -1$  (со скоростью релаксации  $w_3$ ). В ядерной магн. системе существуют релаксац. процессы  $\Delta S_z = 0$ ,  $\Delta I_z = 1$  (со скоростью релаксации  $w_4$ ).

Для О. э. характерно соотношение  $w_2 \gg w_3, w_4$ . Если процесс, ведущий к изменению населённости, отвечает переходам между уровнями 4 и 1. При этом происходит однопнаправленные перевороты ядерных спинов, приводящие к след. отношению населённости:  $N_4/N_2 = N_3/N_1 = \exp(\Delta + \delta)/kT$ . Т. о., поляризация ядер в состоянии термодинамич. равновесия определяется величиной земановского расщепления в ядерной магн. системе, а в условиях О. э. — земановским расщеплением в электронноядерной системе. При высоких темп-рах, когда  $\Delta, \delta \ll kT$ , поляризация возрастает в  $\mu_e/\mu_n \sim 10^3$  раз. Неполное насыщение ЭНР и ключевые значения величин  $w_2$  и  $w_3$  приводят к ослаблению поляризации ядер при О. э. При  $w_3 \gg w_2, w_4$  поляризация ядерной магн. системы будет противоположной.



О. э. наряду с др. эффектами динамич. поляризации ядер используются для изучения ядерной магн. системы и получения системы поляривов. ядер.

Лит.: А в я т ш у л е в С. А., К о з ы р е в В. М., Электронный парамагнитный резонанс: соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; А б р а м о в К. А., Динамический магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Д ж е ф ф р и с К., Динамическая ориентация ядер, пер. с англ., М., 1965; А н а р к и и В. А., Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках, М., 1980. В. А. Трунин.

**ОВШИНСКОГО ЭФФЕКТ** — см. в ст. *Переключения эффектов.*

**ОДНОВИБРАТОР** (реде времени, моностабильный триггер, ждущий мультивибратор) — электронная схема, генерирующая под действием входного импульсного сигнала одиночный импульс напряжения заданной длительности (обычно прямоугол. формы). О. представляет собой схему, к-рая может находиться в одном из двух состояний. Одно из состояний является устойчивым, а во второе, метастабильное, состояние схема может перейти только под действием внеш. сигнала. Возврат в устойчивое состояние происходит автоматически. Время пребывания в метастабильном состоянии, определяющее длительность генерируемого импульса, зависит только от параметров схемы О., и изменение характеристик входного импульса в нек-рых пределах на него не влияет. Обычно это время определяется временем зарядки или разрядки конденсатора, входящего в схему О.

Классич. схема О. представляет собой *триггер*, в к-ром одно из сопровращений *положительной обратной связи* заменено конденсатором (рис., а). В исходном состоянии транзистор  $T_1$  закрыт, транзистор  $T_2$  открыт, конденсатор  $C$  заряжен до напряжения питания. Положительный входной импульс открывает транзистор

в О. происходит лавинообразно и выходной импульс имеет крутые фронты.

О. широко применяются для задержки и удлинения импульсов, формирования разл. управляющих сигналов и т. п.

Лит.: Т и т ц е У., Ш е н к Р., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982. А. В. Степанов.

**ОДНОДОМЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ** — ферро-, ферри- и слабоферромагнитные частицы малых размеров (меньше критического  $r_c$ , см. ниже), в к-рых образование *магнитной доменной структуры* невыгодно энергетически.

Однородно намагниченному состоянию массивного образца размером, большим  $r_c$ , соответствует большая *магнитоэстатическая энергия*  $\epsilon_m \sim 2\pi N M_s^2 V$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $V$  — объём образца,  $N$  — численный фактор, зависящий от формы образца. При переходе в многодоменное состояние  $\epsilon_m$  понижается настолько, что полная энергия  $\epsilon$  образца оказывается меньше его энергии  $\epsilon_0$  в однодоменном состоянии. Именно с этим выигрышем в энергии ( $\epsilon_0 - \epsilon$ ) и связано существование многодоменного состояния в массивных образцах. Однако указанный выигрыш в энергии уменьшается с уменьшением линейных размеров образца. Это связано с тем, что при образовании доменов к полной энергии, энергии образца добавляется *энергия доменных стенок*  $\epsilon_d$ , к-рая при уменьшении размеров образца  $r$  уменьшается медленнее, чем  $\epsilon_m$ . Следовательно, начиная с нек-рого размера образца  $r = r_c$  выигрыш в энергии, связанный с уменьшением  $\epsilon_m$ , становится меньше проигрыша в энергии, связанного с образованием доменных стенок. Т. о., в частицах с  $r \leq r_c$  энергетически выгодным оказывается однодоменное состояние. Величину  $r_c$  наз. критическим размером однодоменности.

На возможность существования О. ч. впервые обратил внимание Я. И. Френкель с Я. Г. Дорфман (1930).

Значение  $r_c$  для разных магн. материалов заключено в пределах  $10^{-2} - 10^{-9}$  см.

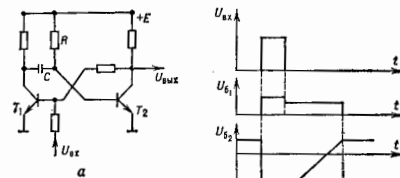
Для образования однодоменного состояния вовсе не обязательно, чтобы малыми были все размеры образца. В однодоменном состоянии может находиться, напр., магнитно-односный образец в виде тонкого и бесконечно длинного цилиндра с осью, параллельной *оси легкого намагничивания*. То же относится и к тонким *магнитным плёнкам* с толщиной меньше нек-рой критической, но с безграничными размерами в плоскости, параллельной поверхности.

Из-за больших энергий, барьеров между разл. магн. состояниями однодоменное состояние частиц, напр. в кубовом внеш. магн. поле  $H$ , может быть метастабильным. В связи с этим, являясь однодоменными при  $H = 0$ , частицы не обязательно остаются таковыми при изменении направления намагниченности под влиянием  $H$ . На это впервые обратил внимание Е. И. Кондорский (1952), к-рый ввёл понятие *абсолютной однодоменности*. Абсолютно однодоменными являются частицы с размерами  $r < r_0$  ( $r_0$  — размер абсолютно однодоменной частицы), в к-рых при любых значениях и направлениях  $H$  намагниченность остаётся однородной по всему объёму образца.

Аналитич. выражение размера  $r_0$  для сферич. ферромагн. частицы

$$r_0 = \frac{\pi_1 (3A)^{1/2}}{M_s (\chi_1)}$$

было найдено У. Брауном (W. F. Brown) в 1957. В этой ф-ле  $A$  — обменный параметр,  $\pi_1 = 2,08$ . Для  $(A = 0,8 \cdot 10^{-8}$  эрг/см,  $M_s = 1700$  Гс)  $r_0 = 53,5$  А. Возможность существования О. ч. имеет важное практ. значение, напр., для изготовления высокоэнергетич. пост. магнитов, получаемых путём прес-



Одновибратор на биполярных транзисторах: а — схема одновибратора; б — временные диаграммы;  $U_{вх}$  — входное напряжение;  $U_{1к}$ ,  $U_{2к}$  — напряжения на базах транзисторов  $T_1$  и  $T_2$ ;  $U_{вых}$  — напряжение на коллекторе транзистора  $T_2$  (выходное напряжение).

$T_1$ , напряжение на его коллекторе падает, и начинается перезарядка конденсатора через открытый транзистор  $T_1$  и сопротивление  $R$ . Скачок потенциала коллектора транзистора  $T_1$  через *дифференцирующую цепь RC* передаётся на базу транзистора  $T_2$  и закрывает его. О. находится в метастабильном состоянии: высокий потенциал коллектора транзистора  $T_2$  через сопротивление  $R$  передаётся на базу транзистора  $T_1$  и поддерживает его в открытом состоянии, если даже входное напряжение уменьшится до нуля, а ток перезарядки конденсатора, протекающий через сопротивление  $R$ , поддерживает запирающее напряжение на базе транзистора  $T_2$ . Через время  $t \approx RC$  ток перезарядки уменьшается настолько, что потенциал базы транзистора  $T_2$  становится достаточным для его отпирания, напряжение  $U_{вх}$  падает и транзистор  $T_1$  закрывается. О. возвращается в исходное состояние. Благодаря положительной обратной связи переходы из одного состояния в другое

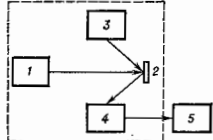
сования конгломератов однодольных частиц, а также для магн. записи информации.  
 Лун. В. И. Соколовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Браун и У. Ф., Микромагнетизм, пер. с англ., М., 1979.  
 Б. И. Филиппов.

**ОДНООСНЫЕ КРИСТАЛЛЫ** — кристаллы, в к-рых происходит двойное лучепреломление при всех направлениях падающего на них луча света, кроме одного, называемого оптической осью кристалла. См. Кристаллооптика.

**ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ** — область электронной спектроскопии, в основе к-рой лежат измерение энергии и интенсивности токов оже-электронов, а также анализа формы линий спектров оже-электронов, эмитированных атомами, молекулами и твёрдыми телами в результате оже-эффекта. Энергия оже-электронов определяется природой испускающих их атомов и взаимодействием этих атомов с окружающими, что приводит к небольшим изменениям энергии оже-электронов. Поэтому по оже-спектрам можно определить элементный состав приповерхностных слоёв твёрдых тел, получать информацию о межатомах взаимодействиях, осуществлять хим. анализ газов. О.-с. газов используются также для исследования механизма оже-эффекта, основных и возбуждённых состояний дважды ионизов. атомов, разл. эффектов, связанных с процессом нач. возбуждения атома. Анализ элементного состава производится путём сопоставления оже-спектров с табличными данными. Расположение пика в энергетич. спектре оже-электронов несёт информацию о хим. природе атомов, его амплитуда — об их концентрации. Взаимодействие атома с его окружением проявляются в форме оже-пиков и их энергетич. сдвигов.

В О.-с. атомы возбуждают электронами, фотонами (рентгеновским) и ионным пучками, соответственно релятивистскую электронную (ЗЭС), рентгеновскую (РОС) и ионную (ИОС) О.-с. Регистрацию оже-спектров производится с помощью оже-спектрометров, близких по конструкции в случае ЗЭС, РОС и ИОС (рис. 1). Исследуемый образец помещают в вакуумную (до  $10^{-11}$  мм

рт. ст.) камеру и облучают пучками первичных частиц, источниками к-рых служат электронная пушка, рентр. трубка и ионная пушка; они должны обеспечивать потоки частиц, интенсивность к-рых достаточна для эмиссии оже-электронов в пол-ве, надёжно регистрируемом мерит. аппаратурой. Электронные и ионные пучки легко фокусируются, их можно развернуть в растр по поверхности образца (сканирующие оже-спектрометры), что позволяет изучать распределение на поверхности образца атомов разл. хим. элементов с высоким пространственным разрешением ( $\sim 30$  нм). Рентг. аэод имеет мин. diam.  $\sim 150$  мкм, сканирующий РОС пока не используется.



Оса. узел оже-спектрометра — энергоанализатор оже-электронов. Чаще всего используют эл.-статич. анализаторы с продольным или поперечным электр. полем (рис. 2). В анализаторах нервного типа направления электр. поля и движения электронов совпадают. К этому типу анализаторов относится многосеточный анализатор с тормозящим полем (рис. 2, а); в нём макс. энергия электронов, попадающих на коллектор анализатора, определяется по задерживающему потенциалу на сетках 3.

В анализаторе второго типа (с дисперсией по энергии) электрон движется в поперечном электр. поле по ок-

ружности, радиус к-рой зависит от его энергии (рис. 2, б, в, г, д). Выделив с помощью диафрагм траекторию опред. радиуса и регистрируя ток электронов, движущихся по этой траектории в зависимости от напряжённости электр. поля (изменяя разность потенциалов

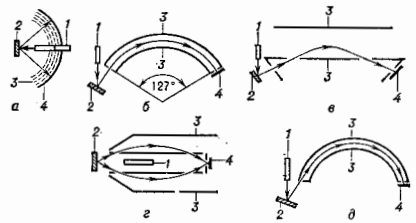


Рис. 2. Энергоанализаторы оже-электронов с продольным (а) и поперечным (б, в, г, д) электрическим полем: а — четырёхсеточный анализатор с тормозящим полем; б — 127-градусный анализатор Юза — Романского; в, г — плоские, цилиндрические зеркала; д — сферический дефлектор. 1 — источник первичных частиц; 2 — образец; 3 — электроды анализатора — сетки (а), цилиндрические (б, в), плоские (г); 4 — сферическое (б) и плоское (в, г) коллектор электронов — сферический (б) и плоский (а) или электронный умножитель (б, в, г, д).

между внеш. и внутр. электродами 3 анализатора), измеряют распределение электронов по энергиям. Из анализатором такого типа относятся, напр., 127-градусный цилиндрич. анализатор Юза — Романского (рис. 2, б), плоское (рис. 2, в), цилиндрическое (рис. 2, г) и сферическое (рис. 2, д) зеркала. Они обеспечивают чувствительность на два порядка выше по сравнению с многосеточным анализатором с тормозящим полем, однако последний позволяет сочетать методы О.-с. с *образцовой медленной электроню*, что даёт возможность наряду с элементным составом приповерхностных слоёв моно-кристаллич. образцов получать сведения об их кристаллич. структуре. Обычно регистрируют не энергетич. распределение числа  $N$  эмитированных электронов по энергиям  $\mathcal{E}$ , а производную  $dN(\mathcal{E})/d\mathcal{E}$  ( $\mathcal{E}$  — энергия электронов), что позволяет не только более чётко выделить линии в оже-спектрах (повысив чувствительность метода), но и более детально анализировать их структуру.

Методами ЗЭС и РОС осуществляют анализ для всех элементов периодич. таблиц, за исключением Н и He. Метод ИОС обладает селективностью: определяет ионы способные возбуждать эмиссию оже-электронов лишь в атомах опред. элементов, что обусловлено механизмом обменной генерации вакансий во внутр. электронных оболочках атомов ионным пучком. Поэтому применение метода ИОС целесообразно, когда необходимо регистрировать наличие на поверхности того или иного элемента, а не проводить полный анализ элементного состава поверхности.

Возбуждённые в твёрдом теле оже-электроны должны «дожить» до энергоанализатора т.е. вылететь, с к-рой они вылетели из эмитирующих их атомов, поэтому необходимо, чтобы, вылетев из атома, они не испытали неупругих взаимодействий. Это возможно лишь в том случае, когда глубина, на к-рой расположено эмитирующий оже-электрон атом, не превосходит ср. длину свободного пробега  $d$  для неупругого рассеяния; величина  $d$  и определяет толщину приповерхностного слоя, анализируемого методами О.-с. (рис. 3), она составляет

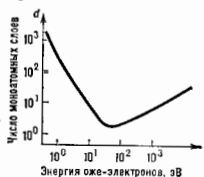


Рис. 3. Зависимость средней глубины  $d$  выхода оже-электронов от их энергии.

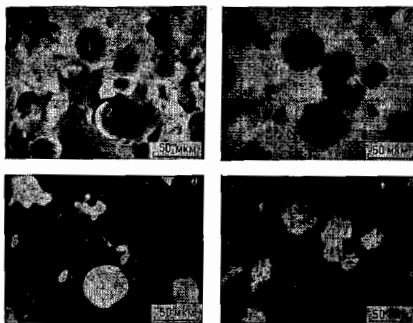


Рис. 4. Изображение границы раздела сплавов Fe — С, полученное с помощью вторичной электронной эмиссии (а), и изображение этой же области, полученное с помощью оже-электронов и характеризующее распределение Fe (б), С (в) и Sb (г) на поверхности образца.

несколько монокристаллических слоев. Поэтому О.с.— афф. метод анализа поверхности (рис. 4, 5). Для получения информации о более глубоких слоях используют послойное распыление исследуемого образца ионами инертных газов.

Вероятность оже-эффекта падает с ростом атомного номера элемента, поэтому эффективность анализа атомов лёгких элементов выше, чем тяжёлых. В табл. приведены характеристики разл. видов О.с.

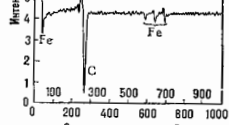


Рис. 5. Оже-спектры, полученные с тренера и выступа (отмечены на рис. 4 (а) точками 1 и 2) на поверхности сплава Fe — С, характеризуют различные элементного состава образца в этих точках.

Характеристики различных видов оже-спектроскопии

Виды оже-спектроскопии	Ср. глубина анализа, нм	Пространственное разрешение, нм	Анализируемый объём, мкм³	Чувствительность		Погрешность определения состава, %
				%	число атомов	
ЭОС	1—3	50	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>12</sup> —10 <sup>14</sup>	10—25
РОС	1—3	15·10 <sup>4</sup>	1	10 <sup>-1</sup>	10 <sup>8</sup> —10 <sup>15</sup>	5—10
ИОС	1—3	60	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>12</sup> —10 <sup>20</sup>	—

В. В. Короблёв.

**ОЖЕ-ЭФФЕКТ** — эмиссия электрона из атома, происходящая в результате безызлучат. перехода при наличии в атоме вакансии на внутр. электронной оболочке. Эффект обнаружен П. Оже (P. V. Auger) в 1925.

Оже-процесс можно разделить на две стадии. Первая — ионизация атома внутр. излучением (рентгено-

ским, быстрыми электронами, понами) с образованием вакансии на одной из внутр. оболочек. Такое состояние атома неустойчиво, и на второй стадии происходит заполнение вакансии электроном одного из вышележащих уровней энергии атома. Выделяющаяся при этом энергия может быть излучена в виде кванта характеристич. рентг. излучения, но может быть передана третьему атомному электрону, к-рый в результате вылетает из атома, т. е. происходит О.э.

Значения кинетич. энергий  $\epsilon_K$  вылетающих электронов (т. н. оже-электронов) не зависит от энергии частиц внеш. излучения. Значения  $\epsilon_K$  характерны для атомов определ. хим. элемента и равны разности энергий возбуждённых состояний атома:

$$\epsilon_K = \epsilon_1 - \epsilon_2 - \epsilon_3,$$

где  $\epsilon_1$  — энергия ионизов. атома с вакансией на внутр. оболочке,  $\epsilon_2$  — энергия атома после заполнения вакансии одним из электронов атома,  $\epsilon_3$  — пороговая энергия вылета оже-электрона из одноэлектронн. ионизов. атома. Значения  $\epsilon_K$  для разл. атомов и разл. квантовых переходов в них лежат в пределах от 50 до 3000 эВ. Вследствие конечности времени жизни т. возбуждённого состояния атома, ионизованного на первой стадии, существует разброс значений кинетич. энергий оже-электронов:

$$\Delta\epsilon_K = h/\tau \sim 1 \div 10 \text{ эВ.}$$

В оже-процессе с той или иной вероятностью могут принять участие электроны разл. атомных оболочек, поэтому энергетич. спектр вылетающих из атома оже-электронов (оже-спектр) содержит до неск. десятков перекрывающихся между собой оже-линий.

О.э. происходит не только в изоляторах, атомах, но и в молекулах (число оже-линий значительно возрастает), а также в твёрдых телах. В последнем случае наряду с переходами между внутр. уровнями энергии наблюдаются переходы с участием электронов валентной зоны, причём ширина зоны и плотность состояний в ней влияют на форму оже-линий. Изучение энергетич. структуры и осуществление хим. анализа вещества — предмет *оже-спектроскопии*.

Для обозначения оже-переходов применяют правило: если первичная вакансия находилась в электронном К-слое, её заполнение произошло путём перехода электрона из L-слоя, а энергия была передана электрону M-слоя, то оже-электрон наз. KLM-электроном (так же обозначают и соответствующий переход и оже-линию в спектре). Переходы с участием электронов валентной зоны обозначают буквой V (напр., переход LVV).

Особый случай О.э. представляет собой процесс, при к-ром вакансия заполняется электроном того же электронного слоя (т. е. электроном с тем же главным квантовым числом). Такие переходы (напр., L<sub>1</sub>L<sub>1</sub>M) наз. *нереходоми* Костера — Кронига.

В ядерной физике эффект, аналогичный О.э., когда энергия возбуждённого ядра передаётся одному из атомных электронов, носит назв. внутр. конверсии (см. *Конверсия внутренняя*). В отличие от оже-электронов, кинетич. энергия конверсионных электронов составляет неск. МэВ.

Лит.: Парилис Э. С., Эффект Оже, Таш., 1969; С h a t t a r j i D., The theory of Auger transitions, L. — N. Y., 1976. С. Л. Дударев.

**ОЖИЖЕНИЕ ГАЗОВ** — см. *Сжижение газов*.

**ОККЛЮЗИЯ** (от ср.-век. лат. *occlusio* — запирание, скрывание) — 1) поглощение (растворение) газов твёрдыми телами (обычно металлами) или расплавами, причём газ может образовывать с твёрдыми телами твёрдые или жидкие растворы или хим. соединения (нитриды, гидриды и т. д.); в отличие от *адсорбции*, окклюдированные газы распределяются по всему объёму. 2) Захват растущими кристаллами вещества, в к-ром происходит их рост; в результате О. в кристаллах появляются жидкие или газовые включения.

**ОКОЛОЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ** — течение газа в области, в к-рой скорость потока  $v$  мало отличается от местной скорости распространения звука  $a$  ( $v \approx a$ ). О. т. может быть дозвуковым ( $v < a$ ), сверхзвуковым ( $v > a$ ) и смешанным (или трансзвуковым), когда внутри рассматриваемой области совершается переход от дозвукового к сверхзвуковому течению. Характерными случаями О. т. являются течение в области критического (наиб. узкого) сечения сопел ракетных двигателей и в аэродинамич. труб, течение вблизи горловины сверхзвуковых воздухозаборников реактивных двигателей, в межлопаточных каналах нек-рых турбомашин, обтекание тел (самолётов, снарядов, ракет), летящих со скоростью, близкой к скорости звука или преодолевающих «звуковой барьер», когда на объектом теле возникают местные сверхзвуковые зоны, замыкающиеся ударными волнами.

В О. т. существ. образом проявляется сжимаемость газа. Аналитическое или численное исследование смешанного О. т. затрудняется тем, что дифференц. ур-ния, описывающие течение газа (напр., в случае *потенциального течения* дифференц. ур-ние в частных производных 2-го порядка для потенциала скорости), принадлежат к эллиптич. типу при  $v < a$ , к параболическому при  $v = a$ , к гиперболическому при  $v > a$ .

Лит.: Ф р а н к л ь Ф. И., Избранные труды по газовой динамике, М., 1973, разд. 3. С. Л. Вышневецкий.

**ОКСИДЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКИ** — оксидные соединения с высокой критич. темп-рой  $T_c$  перехода в сверхпроводящее состояние. Обнаружение *сверхпроводимости* в этих соединениях (1986—88) существенно повысило уровень известных значений  $T_c$  от  $\approx 24$  К в  $Nb_3Ge$  до  $\approx 120$  К в  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ , что значительно выше темп-ры кипения жидкого азота ( $T_{кип} = 77,3$  К) — дешёвого и доступного хладагента.

Исключит. значением прикладных аспектов сверхпроводимости и отсутствие принципиальных теоретич. ограничений на  $T_c$  (по меньшей мере, до  $T_c$  порядка 300 К) делают проблему создания сверхпроводящих материалов с высокой критич. темп-рой важнейшей задачей физики сверхпроводимости. После открытия в 1911 сверхпроводимости Х. Камерлинг-Оннесом (Н. Kamerlingh-Onnes) доминировала тенденция к поиску новых сверхпроводников среди простых металлов (Hg, Pb, Nb), затем среди двойных ( $Nb_3Sn$ ,  $Nb_3Ga$ ) и тройных [ $Nb_3(Al, Ge)$ ] интерметаллоидов (рис. 1). Поиск сверхпроводников среди оксидных соединений был затруднён из-за психологически, поскольку большинство таких соединений является диэлектриками. В 1964 в США

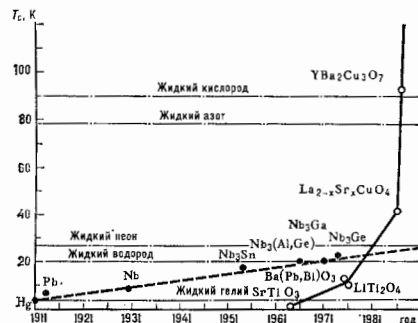
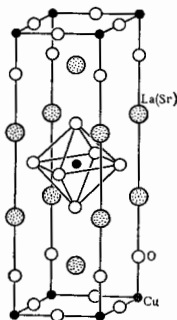


Рис. 1. Рекордные значения  $T_c$  металлических и интерметаллических (пунктир), металлооксидных (штрихованная линия) сверхпроводников. Штрих-пунктирные линии соответствуют температурам кипения жидкого азота, гелия, водорода и неона.

было открыто первое оксидное сверхпроводящее соединение со структурной перовскита —  $SrTiO_3$  с  $T_c = 0,3 - 0,5$  К при концентрации электронов  $10^{19} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. В 1974—75 обнаружена сверхпроводимость у  $LiTi_2O_4$  ( $T_c = 11$  К) и у  $VaPb_{1-x}Bi_2O_8$ , в к-ром критич. темп-ра менялась с составом и достигала макс. значения  $T_c = 13$  К при  $x = 0,25$ , а концентрация электронов была достаточно низкой (ок.  $2 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>). В 1986 Й. Г. Беджори (J. G. Bednorz) и К. А. Мюллер (K. A. Müller) обнаружили сверхпроводимость с  $T_c \approx 30 - 34$  К в многофазной керамике  $La - Ba - Cu - O$ . Оказалось, что за сверхпроводимость в этой системе ответственно соединение  $La_{2-x}Ba_xCuO_4$  с макс. значением при  $x = 0,15 - 0,20$ . Возможна замена Ba на Sr. В соединении  $La_{1-x}Sr_xCuO_4$   $T_c = 36$  К. В 1987 получена кера-

Рис. 2. Кристаллическая структура соединений  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ .



мика  $Y - Ba - Cu - O$  с критич. темп-рой  $T_c = 92$  К. Сверхпроводимость в этой системе связана с соединением  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , где  $\delta$  — доля вакансий по кислороду. В 1988 синтезированы висмутные и таллиевые соединения ( $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ ,  $T_c \approx 110 - 120$  К).

О. в. с. являются соединениями с ионно-ковалентной связью и дефектной по кислороду перовскитоподобной кристаллич. структурой с упорядоченным расположением кислородных вакансий. Для О. в. с. характерна сравнительно высокая подвижность кислорода в кристаллич. решётке — при нагревании резко увеличивается дефектность по кислороду  $\delta$ . Сверхпроводящие свойства О. в. с. существенно зависят от содержания кислорода. На примере  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  и  $La_2CuO_{4-x}$  можно утверждать, что существует оптим. концентрация кислорода, при к-рой достигается макс. критич. темп-ра.

Наиб. хорошо изучены соединения  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ,  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . «Исходное» соединение  $La_2CuO_4$  имеет ромбическую элементарную ячейку и является антиферромагн. диэлектриком с точкой Нееля  $T_N \approx 240$  К, сильно зависящей от концентрации кислорода. Замена La на Sr (Ba, Ca) приводит к стабилизации тетрагональной фазы (структурный тип  $K_2NiF_4$ , рис. 2). Одноврем. с этим уменьшается  $T_N$  и начальная с  $x = 0,05$  антиферромагн. переход полностью подавляется и появляется сверхпроводимость с макс. значением  $T_c \approx 40$  К при  $x = 0,15 - 0,20$ .

Как и  $La_2CuO_4$ , соединение  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с познж. содержанием кислорода ( $\delta = 0,6 - 1,0$ ) представляет собой антиферромагн. диэлектрик. При уменьшении дефектности по кислороду  $T_N$  быстро снижается от  $T_N \approx 400$  К ( $\delta = 0,85$ ) до нуля ( $\delta \approx 0,6$ ), соединения с  $\delta < 0,6$  становятся сверхпроводниками ( $T_c \approx 92$  К при  $\delta = 0 - 0,1$ ). Область существования высокотемпературной сверхпроводимости на фазовых диаграммах в координатах темп-ра — состав непосредственно примыкает к линии, отвечающей переходу диэлектрик — металл. Вблизи этой же линии происходит переход антиферромагнетик — немагнитный металл и структурный переход.

Если для структуры  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  характерно наличие слоёв кислородных октаэдров, центрированных катионами меди и сросшихся друг с другом через общие ионы кислорода (рис. 2), то в соединении  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  кислородные октаэдры за счёт создания упорядоченных вакансий кислорода трансформированы в пирамиды и



волимости, по-видимому, является квазидвумерной. Параметр  $2\Delta/kT_c = 4-10$  ( $\Delta$  — энергетическая щель, измеренная в экспериментах по одночастотному туннелированию), что выше, чем величина 3,5, предсказываемая теорией Бардина — Куэра — Шриффера (БКШ) (см. Бардина — Куэра — Шриффера модель). При  $T = T_c$  наблюдается скачок теплоемкости, либо соответствующий в теории БКШ образованию куперовских пар, либо (аналогично переходу к жидкому  $^4\text{He}$  в сверхтекучее состояние) отвечающий бозе-конденсации пар, уже существующих выше  $T_c$ .

Существует большое число теоретич. моделей, в к-рых делаются попытки объяснить природу высокотемпературной сверхпроводимости в О. в. С. В моделях с фононным механизмом образования электронных пар высокая критич. темп-ра связывается либо с резким усилением электрон-фононного взаимодействия, либо с наличием особенностей в плотности электронных состояний. Во мн. моделях используется модифицированный экситонный и обменный механизм сверхпроводимости.

Лит.: Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, под ред. В. Л. Гинзбурга, Д. А. Кириновича, М., 1977; Г и в у р г в Л. И. Киринович и Д. А. Киринович, Высокотемпературная сверхпроводимость (обзор теоретических предсказаний), «УФН», 1987, т. 133, с. 578; Б е л о з е р И. Г., М ю л л е р К. А., Оксиды перовскитного типа — новый подход к высокотемпературной сверхпроводимости, «УФН», 1988, т. 156, с. 323; Высокотемпературные сверхпроводники, пер. с англ., М., 1988, в. В. Мошалаков.

**ОКТАВА** — единица частотного интервала, равная интервалу между двумя частотами ( $f_1$  и  $f_2$ ), логарифм отношения к-рых (при основании 2)  $\log_2(f_2/f_1) = 1$ , что соответствует  $f_2/f_1 = 2$ ; 1 октава = 1200 центов = = 304 савар. Применяется в акустике.

**ОКУЛЯР** (от лат. *oculus* — глаз) — часть оптич. системы (зрительной трубы, микроскопа и т. п.), обращенная к глазу наблюдателя и предназначенная для увеличения и рассматривания действ. изображения, созданного объективом или объективом совместно с объективной системой. Если увеличенное изображение проектируется на экран или фотоматериал, то иногда используется термин «проеционный О.». Для наблюдения изображения зрачок глаза наблюдателя необходимо совместить с выходным зрачком О. Благодаря наличию полевой диафрагмы, расположенной в передней фокальной плоскости О., наблюдаемое изображение четко ограничено.

Осн. оптич. характеристики О.: видимое увеличение  $\Gamma = \text{tg}\omega'/\text{tg}\omega$ , где  $\omega$  — угол, под к-рым наблюдался бы предмет в отсутствие О.,  $\omega'$  — угол, под к-рым видно изображение того же предмета; видимое увеличение О. связано с его фокусным расстоянием  $f'$  соотношением  $\Gamma = 250/f'$  (250 — расстояние наилучшего видения); угол  $\omega$  в поле  $2\omega'$  — угол, под к-рым наблюдатель видит полевую диафрагму О.; угол, поле О. составляет  $\sim 20^\circ$  в О. микроскопов и  $90^\circ-100^\circ$  у широкоугольных О. зрительных труб; у д а л е и е (с расстоя-

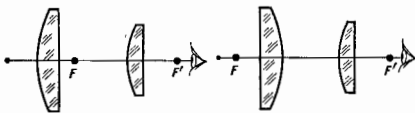


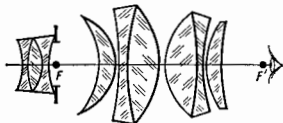
Рис. 1. Двухлинная полонитальная окуляры: слева — окуляр Гюйгенса; справа — окуляр Рамсдена.

ние) выходного зрачка от наружной поверхности последней линзы О. — определяется удобством работы наблюдателя и составляет  $\sim 7$  мм у О. микроскопов и  $\sim 70$  мм у О. оружейных прицелов.

Кол-во используемых в оптич. системе О. линз зависит от величины угла поля и соотношения между удалением выходного зрачка и фокусным расстоянием. Про-

стейшие и широко используемые окуляр Гюйгенса и окуляр Рамсдена состоят всего из двух плоско-выпуклых полонитальных линз (рис. 1). Широкоугольные О. (рис. 2) состоят из 7—8 линз.

Рис. 2. Схема многолинзового широкоугольного окуляра.



Допустимые погрешности изготовления линз О. значительно больше, чем у объективов, это позволяет использовать в О. асферические, в осн. параболические, поверхности и т. о. сократить число линз.

Лит. см. при ст. Объектив. А. П. Грамматин. **ОЛОВО** (Stannum), Sn, — хим. элемент побочной подгруппы IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 50, ат. масса 118,710. Природное О. состоит из смеси 10 стабильных изотопов:  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{114}\text{Sn}$ — $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{122}\text{Sn}$  и  $^{124}\text{Sn}$ ; наиб. распространенные —  $^{118}\text{Sn}$  (32,59%) и  $^{119}\text{Sn}$  (24,22%), наименее —  $^{115}\text{Sn}$  (0,36%). Электронная конфигурация внеш. оболочек  $5s^2 5p^2$ . Энергии последоват. ионизации 7,344; 14,63; 30,50; 40,73 эВ соответственно. Металлич. радиус 0,158 нм, радиус иона  $\text{Sn}^{2+}$  0,093 нм, иона  $\text{Sn}^{4+}$  0,071 нм. Значение электроотрицательности 1,8.

В свободном виде О. — серебристо-белый металл. Известны 3 модификации О.: ниже  $13,12^\circ\text{C}$  устойчива  $\alpha$ -модификация, обладающая кубич. структурой типа алмаза (пост. решетки  $a = 0,65043$  нм;  $c$  серого О.); выше  $13,2^\circ\text{C}$  устойчива  $\beta$ -модификация с тетрагональной решеткой ( $a = 0,58312$  нм,  $c = 0,31844$  нм; «белое О.»); при темп-ре  $173-231,84^\circ\text{C}$  существует  $\gamma$ -Sn с ромбич. кристаллич. структурой. Переход  $\beta \rightarrow \alpha$  сопровождается резким уменьшением плотности, в результате чего металл расширяется в серый порошок. Скорость перехода максимальна при  $-33^\circ\text{C}$ ; переход  $\beta \rightarrow \alpha$  ускоряется при появлении на «белом» О. пылянок (зародышки) «серого» О. (оловянная чума). Плотность  $\alpha$ -Sn 5,846 кг/дм $^3$ ,  $\beta$ -Sn 7,295 кг/дм $^3$  (при 20 $^\circ\text{C}$ );  $t_{\text{пл}}$  —  $231,91^\circ\text{C}$  (по темп-ре плавления О. часто калибруют термомарк),  $t_{\text{кип}}$  —  $2620^\circ\text{C}$  (по др. данным,  $2270^\circ\text{C}$ ), теплота плавления 7,19 кДж/моль. Темп-ра Дебая 200 К ( $\beta$ -Sn) и 212 К ( $\alpha$ -Sn). Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 3,722 К. Уд. электр. сопротивление 0,128 мОм·м (при 293 К). Термич. коэф. сопротивления  $4,5 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$  (при 273—293 К). О. парамагнитно, уд. магн. восприимчивость  $0,312 \cdot 10^{-9}$  ( $\alpha$ -Sn при 280 К) и  $0,026 \cdot 10^{-9}$  ( $\beta$ -Sn при 293 К). Коэф. теплового линейного расширения  $26,2 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$  (при 273—373 К), теплопроводность 65—60 Вт/м·К (при 293—373 К). Модуль нормальной упругости 55 ГПа (при 0 $^\circ\text{C}$ ), модуль сдвига 16,8—18,1 ГПа. Тв. по Бриггелю литого О. 49—51 МПа (при 20 $^\circ\text{C}$ ), деформированного — 75 МПа. Выше  $170^\circ\text{C}$  О. становится хрупким.

В хим. соединениях обычно проявляет степени окисления +2 и +4. При комнатной темп-ре О. устойчиво к действию воздуха, пресной воды, разбавленных растворов слабых органич. кислот. Коррозия О. под действием кислот при нагревании резко усиливается. О. применяется для защиты металлов от коррозии (лужение), оно входит в состав разл. сплавов: бронз (с Cu), латуней (с Sn и Zn), баббитов (с Sb), циркаллоев (с Zr). Высокоочищенное О. используют в вакуумноэлектронной технике, соединения О. — в люминофорах.  $^{119}\text{Sn}$  применяется в мессбауэровской спектроскопии. Из искусственно получаемых радионуклидов О. наиб. значение имеет  $\gamma$ -радиоактивный  $^{115m}\text{Sn}$  ( $T_{1/2} = 293$  сут).

С. С. Берковский.

**ОМА ЗАКОН** — линейная связь между силой тона  $I$  на участке элктр. цепи и приложенным к этому участ-

ку напряжением  $U$  (интегральная форма О. з.) или между плотностью тока  $j$  и напряженностью электрич. поля в проводнике (дифференц. форма О. з.).

О. з. в интегральной форме установлен в 1826 Г. Омом (G. Ohm):

$$U = RI, \quad (1)$$

где  $R$  — коэф., зависящий от материала проводника, его геометрии, темп-ры и называемый омическим сопротивлением или просто сопротивлением. Соотношение (1) описывает участок электрич. цепи в отсутствие источников *электродвижущей силы*. Чтобы в замкнутой системе проводников (электрич. цепи) мог течь стационарный ток, в этой системе должны быть участки, где действуют электрич. поля неэлектростатич. происхождения. Эти участки наз. источниками эдс. Если  $\mathcal{E}$  — эдс, действующая в неразветвленной цепи, то вместо (1) имеем

$$\mathcal{E} + U = RI, \quad (2)$$

где  $R$  — полное сопротивление замкнутой цепи, включающее внутр. сопротивление источника эдс. Это соотношение из О. з. для замкнутой цепи. Обобщение (2) на случай разветвлённых цепей см. в ст. *Кирхгофа правила*.

О. з. обобщается на случай переменных (меняющихся во времени) гармонич. закону квазиэлектронных токов и электрич. цепей, содержащих наряду с омическим (или, как говорят в таких случаях, активным) сопротивлением ещё и электрич. ёмкости  $C$  и индуктивности  $L$ . В этом случае удобно записывать связи между силой тока  $I$  и напряжением  $U$  в комплексной форме, понимая под истинными значениями этих величин  $ReI$  и  $ReU$  соответственно. Введение комплексного сопротивления, или *импеданса*,

$$Z = R + i(\omega L - \frac{1}{\omega C}), \quad (3)$$

приводит к О. з. для цепи переменного тока:

$$U = ZI$$

[напряжения и ток зависят от времени по закону  $\exp(i\omega t)$ ]. Мнимая часть в ф-де (3) наз. реактивным сопротивлением. Правила Кирхгофа остаются в силе и для цепи, включающей наряду с активным (омическим) и реактивные сопротивления; при этом вместо омических сопротивлений участка цепи следует подставить соответствующий импеданс.

О. з. в дифференциальной форме записывается в виде

$$j = \sigma E, \quad (4)$$

где коэф. пропорциональности  $\sigma$  наз. *электропроводностью*. О. з. в интегральной форме может быть получен из соотношения (4), если проинтегрировать последнее по объёму рассматриваемого проводника и учесть, что  $E = -\nabla\phi$  и напряжение на участке  $AB$  есть  $U = \phi(B) - \phi(A)$ . Коэф.  $R$  и  $\sigma$  связаны соотношением (для цилиндрич. проводников)

$$R = l/S\sigma,$$

где  $l$  — длина проводника,  $S$  — площадь его поперечного сечения.

Линейная связь между  $j$  и  $E$  в проводнике обусловлена линейной зависимостью эфф. силы трения, действующей на носители заряда, от их скорости. Микроскопич. определение плотности тока  $j = \sum ev$ , где  $e$  — заряд носителя,  $v$  — его скорость (суммирование производится по всем носителям заряда, находящимся в единице объёма проводника). Если при движении носителя на него действует сила трения, линейно зависящая от скорости (как это имеет место при жидком трении), то  $v = \alpha E$  и, следовательно,  $\sigma = \sum e\alpha e^+$ ; коэф.  $\alpha$  наз. *подвижностью носителей* заряда. Отклонения от О. з. практически всегда обусловлены изменением плотности и ср. времени свободного пробега носителей при изменении электрич. поля (полупроводники, газовый разряд). В полуметалле висмуте отклонения от О. з. имеют место при плотностях тока выше, чем  $(0,5-1) \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> (Е. С. Боровик, 1953). В металлах отклонений от О. з. не наблюдалось, хотя для ряда металлов (медь, платина, вольфрам) экспериментально проверена область вольтов до  $(5-6) \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup>.

При наличии в проводнике сил неэлектрич. происхождения, вызывающих ток (т. н. сторонние силы), в (4) под  $E$  следует понимать сумму напряженностей электрич. поля и поля сторонних сил,  $E \rightarrow E + E_{стор}$  (напр., в случае неоднородного поля темп-ры  $E_{стор} \propto \nabla T$ ).

В анизотропных проводниках (монокристаллах, проводники в магн. поле) направления  $j$  и  $E$  в общем случае не совпадают, однако сохраняется линейная связь между компонентами  $j$  и  $E$ :

$$j_i = \sum_k \sigma_{ik} E_k,$$

где  $\sigma_{ik}$  — тензор проводимости;  $i, k = 1, 2, 3$ .

О. з. (4) записан для неподвижных (относительно наблюдателя) проводников. Для движущихся со скоростью  $u$  ( $|u| \ll c$ ) проводников вместо (4) следует писать

$$j = \sigma E' = \sigma \left( E + \frac{[u]B}{c} \right), \quad (5)$$

где  $E' = E + [u]B/c$  — электрич. поле в собств. системе проводника,  $E$  и  $B$  — электрич. и магн. поля в системе наблюдателя. Релятивистское обобщение (5) в векторном виде можно записать так:

$$j + \frac{u([u] - \rho c^2)}{c^2 - u^2} = \sigma E' = \sigma \frac{E + [u]B/c}{\sqrt{1 - (u/c)^2}},$$

где  $\rho$  — плотность заряда в системе наблюдателя,  $E' = (E + [u]B/c)/\sqrt{1 - (u/c)^2}$  — электрич. поле в собств. системе проводника.

О. з. для плазмы может иметь вид, отличный от (4) (см. *Ома обобщённый закон*).

Лит.: Саваева В. В., Курс общей физики, 2 изд., т. 2, М., 1982; Парселл Ф., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 2 изд., М., 1983; Сивухин И. Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3 — Электричество, М., 1983; Ахиз С. З. и А. И., Ахиз В. Р. и И. А., Электромагнетизм и электромагнитные волны, М., 1985. **А. И. Ахмезер, И. А. Ахмезер, ОМА** **ОБОВЩЕННЫЙ ЗАКОН** — линейная зависимость для плазмы между плотностью тока  $j$  и напряженностью эфф. электрич. поля  $E_{эфф}$ , включающего объёмные силы неэлектрич. происхождения (т. н. сторонние силы), вызывающие ток. О. о. з. записывается в дифференц. форме.

Для полностью ионизованной двухкомпонентной плазмы, находящейся в магн. поле  $H$ , О. о. з. в стационарном случае имеет вид

$$\frac{j_{\parallel}}{\sigma_{\parallel}} + \frac{j_{\perp}}{\sigma_{\perp}} = E' - \frac{v_{T1}}{en} - \frac{R}{e} \equiv E_{эфф}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{\parallel} = e^2 n_0 / 51 m_e v_{T1}$ ,  $\sigma_{\perp} = e^2 n / m_e v_{T1}$  — соответственно продольная и поперечная проводимости плазмы,  $m_e$  — масса электрона,  $v_{T1}$  — частота его соударений с ионом,  $E' = E - [u]H/c$  — электрич. поле в собств. системе плазмы, движущейся со скоростью  $u \ll c$ ,  $n_0$  — ионное давление,  $n$  — концентрация плазмы,  $R$  — термсила, обусловленная градиентом темп-ры плазмы  $T$ :

$$R = 0,71 v_{T1} T + \frac{3v_{T1} m_e c}{2eH} [H \nabla_{\perp} T].$$

О. о. з. в форме (1) выполняется при условии, что пространственные масштабы неоднородности тока существенно превосходят дебаевский и ларморовский радиусы частиц плазмы.

В часто встречающейся ситуации, когда градиенты давления и темп-ры плазмы имеют одинаковое направление, нормальное магн. полю  $H$ , электрич. поле  $E'$  естественным образом разделяется на три компонен-

ты  $E_{11}$ ,  $E'_{11}$  и  $E'_{12}$ . При этом из (1) выделяются «продольный» и «поперечный» законы Ома:

$$i_z = \sigma_e E_z, \quad i_r = \sigma_i \left( E'_{11} - \frac{3v_{gr} m_e c}{2e^2 H^2} [H \nabla_{\perp} T] \right),$$

а градиент поперечного давления уравнивается холловским полем  $E'_{12} = \nabla_{\perp} p_i / e n$  (см. Холла эффект).

Для нестационарных процессов, характерные времена  $\tau$ -рых значительно больше обратных величин ионной циклотронной и ленгмювской частот, соотношение (1) обобщается добавлением в левую часть слагаемого  $(m_e e^2 n) \partial j / \partial t$ .

В слабоионизованной плазме дополнит. вклад в плотность тока даёт сила трения между заряж. компонентами и нейтральной составляющей. В моноферной плазме при расчёте НЧ-процессов учитывать также вклад силы тяжести. Для трёхкомпонентной ионосферной плазмы (электроны, один сорт ионов и один сорт нейтралов), пренебрегая различием между продольной и поперечной проводимостями и термосилой, О. о. з. обычно записывают в виде

$$\frac{m_e n_e v_j}{e^2 n_e} + \frac{m_e}{e^2 n_e} \frac{\partial j}{\partial t} = E' - \frac{\sigma_p n_i}{e n_e} + \frac{m_i}{e c} g + \frac{m_e}{e} (v_{en} - v_{in})(u - u_n), \quad (2)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести,  $u_n$  — скорость движения нейтральной составляющей,  $v_{en}$ ,  $v_{in}$  — частоты соударений с нейтралами соответственно электронов и ионов,  $v_e = v_{en} + v_{ei} + m_e v_{in} / m_i$  — полная частота соударений электронов, определяющая время передачи их импульса тяжёлым частицам  $\tau_e = 1/v_e$ .

Соотношения (1) и (2) справедливы при малых плотностях тока, когда плазму можно считать линейной проводящей средой. При больших плотностях тока развиваются нелинейные режимы и необходимо учитывать индукционные в плазме нелинейные токи. Напр., для слаболинейных дрейфовых волн в бесстолкновительной плазме нелинейное обобщение соотношения (1) имеет вид

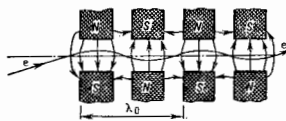
$$j = \frac{cT}{H} [h \nabla_{\perp} n] + \frac{m_e n^2}{H^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{H} [Eh] \nabla_{\perp} \right) E_{\perp},$$

где  $h$  — единичный вектор, направленный вдоль магн. поля  $H$ .

Лит.: Альвен Х., Фельдхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Фрэнк-Камеи и с.ки Д. А., Лекции по физике плазмы, 2 изд., М., 1968; Грановский В. Л., Электрический ток в плазме, М., 1971; Голянт В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е., Основы физики плазмы, М., 1977.

**ОНДУЛЯТОР** (франц. *ondulateur*, от *onde* — волна), устройство, в к-ром создаются эл.-магн. поля, действующие на движущиеся в нём заряды, частицы с периодич. силой, удовлетворяющей условию: среднее за период значение силы равно нулю. Движущаяся заряд. частица, попадая в О., совершает периодич. колебат. движение и испускает *ондуляторное излучение*. Заряж. частицу в О. можно считать возбуждённым *осциллятором*, движущимся равномерно и прямолинейно. Набл. распространённые траектории заряд. частицы — синусоиды и спирали.

Схема ондулятора со знакопеременным магнитным полем. Траектория заряд. частицы (электрона  $e$ ) лежит в плоскости, перпендикулярной рисунку.  $\lambda_0$  — длина периода траектории частицы.



По виду создаваемых полей О. делятся на два типа. В О. 1-го типа поля периодически изменяются в пространстве или во времени (знакопеременное магн. поле (рис.), вьютовое магн. поле, ВЧ-электрич. поле, поле

эл.-магн. волны и т. д.). В О. 2-го типа действуют статич. фокусирующие магн. и электрич. поля (однородное магн. поле, скрещенные однородные электрич. и магн. поля, квадруольное электрич. поле и т. д.). Длина периода траектории частицы в О. 1-го типа задается периодом поля О. и в релятивистском случае не зависит от её энергии. В О. 2-го типа длина периода траектории частицы определяется фокусирующими свойствами полей (градиентом, величиной), амплитудой колебания частицы (задается углом и координатой её вхождения в О.), энергией частицы. О. делят также на статические (постоянные во времени электрич. и магн. поля) и динамические (быстро изменяющиеся во времени эл.-магн. поля).

Природные О. — кристаллы. Усреднённое внутрикристаллич. электрич. поле является фокусирующим для заряд. частицы (см. *Канализирующие заряженные частицы*) и в то же время — периодич. ф-цией расстояния, отсутствующего вдоль прямой, пересекающей кристаллографич. плоскости. Поэтому, если угол и координата вхождения частицы в кристалл таковы, что она пересекает кристаллографич. плоскости, то кристалл подобен О. 1-го типа. Длина периода траектории частицы в этом случае определяется межплоскостным расстоянием и углом между вектором ср. скорости частицы и кристаллографич. плоскостями. Если же пач. условия таковы, что частицы попадают в режим плоскостного или осевого канализования, то кристалл подобен О. 2-го типа.

О. нашли широкое применение: они могут служить источниками ондуляторного излучения, использоваться в *лазерах на свободных электронах*, в быстродействующих системах индикации протонных пучков высоких энергий, в системах управления параметрами пучков заряд. частиц, использующих фокусирующие свойства О. и радиач. трение частиц, возникающее при испускании ими ондуляторного излучения. О. могут использоваться в масс-сепараторах хим. элементов и их изотопов, в ондуляторных линейных ускорителях заряд. частиц, в ондуляторных группирователях пучков заряд. частиц. Комбинации О. 1-го и 2-го типов (напр., О. с вьютовым и с соленоидальным магн. полями) могут использоваться в масс-спектрографах, системах ввода ионов в магн. ловушки, в системах, создающих регулируемый угл. разброс пучков частиц. Во мн. установках может оказаться целесообразным применение О. с плавно меняющимися параметрами — длиной периода траектории частицы, величинами магн. и электрич. полей и т. д. В таком О. можно, напр., добиться увеличения времени резонансного взаимодействия частиц с эл.-магн. волной, расширения диапазона частот спектра синхротного ондуляторного излучения.

В О. с переменным магн. полем могут использоваться как пост. магниты с чередующимися знаками полюсов (рис.), так и электромагниты. В О. на основе электромагнитов, представляющих собой две спирали, сдвинутые друг относительно друга на половину шага намотки и питаемые противоположно направленными токами, создаются вьютовые (циркулярно поляризуемые) магн. поля; такие О. наз. спиральными. Комбинируя спиральные О. с одинаковым и разным направлением намотки обмоток, с одинаковым и разным шагом намотки и регулируя токи в обмотках, можно оперативно изменять величину магн. поля О. и вид его поляризации (изменять циркулярно поляризованное магн. поле на линейное или эллиптическое, а также создавать совокупности циркулярно поляризованных полей с разл. направлениями вращения и разными периодами). Такими методами можно генерировать ондуляторное излучение с разл. свойствами на основной и на высших гармониках.

В О., используемых в источниках ондуляторного излучения (генерация ондуляторного излучения на высших гармониках), в ондуляторных линейных электронных, протонных, ионных ускорителях, в масс-се-



параторах и т. д., часто необходимо создавать магн. поля большой напряженности. В этих случаях перспективно использование в них обычных и высокотемпературных сверхпроводников, что позволяет получать значения напряженностей магн. полей  $\sim 10^8 - 10^9$  Э.

Лит.: А л е к с е в В. И., В е с с о в о в В. Г., О способах генерирования циркулярно поляризованного электромагнитного излучения на ускорителях и накопителях заряженных частиц, в сб.: Труды 6-го Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения, СИ-84, Новосибир., 1984; см. также лит. при ст. *Обдуляторное излучение*. Е. Г. Вессово.

**ОБДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** — эл.-магн. излучение равномерно и прямолинейно движущихся *осцилляторов*, в частности излучение заряд. частиц в *обдуляторе*.

Источники О. и. состоят из ускорителя или накопителя частиц (чаще электронов) и одного или неск. обдуляторов. Пучки заряд. частиц в источниках О. и. могут испускать спонтанное некогерентное, спонтанно когерентное и индуцированное О. и.

Скорость частицы в обдуляторе можно представить в виде суммы скоростей: постоянной  $v$ , и периодической переменной  $\Delta v(t + T) = \Delta v(t)$  ( $T$  — период колебаний частицы в обдуляторе,  $t$  — время). Одночастотная ускоренная частица, пройдя через обдулятор, испускает пуч. эл.-магн. волн, длительность  $k$ -рого  $\Delta t$  зависит от угла  $\theta$  между  $v$  и направлением наблюдения. На расстояниях  $R \gg K\lambda_0$  ( $\lambda_0$  — длина периода траектории частицы в обдуляторе,  $K$  — число периодов)

$$\Delta t = \frac{K\lambda_0}{c\beta_1} (1 - \beta_1 \cos\theta),$$

где  $\beta_1 = v/c$ . Испущенный частицей пучок содержит  $K$  периодов, и, следовательно, круговая частота осн. гармоникой О. и.  $\omega_1 = 2\pi K/\Delta t$ . В общем случае пучи волн О. и. на интервале  $\Delta t$  не являются гармоническими и излучение происходит на неск. гармониках, кратных основной. Частоты  $\omega_n$   $n$ -й гармоникой определяются в соответствии с *Доплера эффектом* Ф-лой

$$\omega_n = \frac{n\Omega}{1 - \beta_1 \cos\theta}, \quad (*)$$

где  $\Omega = 2\pi f_0/c\lambda_0$  — частота колебаний частицы в обдуляторе. При  $\theta = 0$  частоты О. и. максимальны. Вследствие конечной длительности пучков О. и., испускаемое частицей в нек-ром направлении, распределено в интервале частот  $\Delta\omega_n$ ,  $n$ -рый определяет относительную естеств. ширину спектральной линии

$$\frac{\Delta\omega_n}{\omega_n} \approx \frac{1}{nK}.$$

При  $K \gg 1$  О. и., наблюдаемое под заданным углом  $\theta$ , монохроматично и имеет частоту, соответствующую (\*). Осв. часть энергии, испускаемой релятивистской частицей, сосредоточена вблизи направления её мгновенной скорости  $v$  в узком диапазоне углов

$$\Delta\varphi \approx \frac{mc^2}{e} = \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{1}{\gamma},$$

где  $e$  — значения энергии частицы,  $m$  — её масса,  $\beta = v/c$ ;  $\gamma$  — релятивистский фактор частоты.

Вектор  $v$  изменяет своё направление относительно  $v$  в нек-ром диапазоне углов  $\alpha_m$ . Если  $\alpha_m \approx 1/\gamma$ , то частица при движении в обдуляторе излучает в основном в направлениях, близких к направлению  $v$  в диапазоне углов  $\Delta\theta \approx 1/\gamma$ . С увеличением  $\alpha_m$  растёт усорение частиц  $\vartheta$ , а следовательно, и полная интенсивность О. и. При  $\alpha_m > 1/\gamma$  О. и. испускается в больший диапазон углов:  $\Delta\theta \sim \alpha_m$ .

В направлении наблюдения, определяемом единичным вектором  $n$ , излучение испускается эффективно только в том случае, когда мн. угол между  $n$  и  $v$  не превышает  $1/\gamma$ . Величина спектральной плотности потока энергии О. и., испускаемого частицей в направлении  $v$  на первой гармонике, достигает макс. значения при  $\alpha_m \approx 1/\gamma$  (условие оптимальной генерации). При  $\alpha_m > 1/\gamma$  число гармоник О. и. с ростом  $\alpha_m$  резко ( $\sim \alpha_m^3$ ) возрастает, что приводит к расширению его

спектра и сдвигу в более коротковолновую (жёсткую) область. При  $\alpha_m \gg 1/\gamma$  спектр О. и. становится близким к спектру *синхротронного излучения*.

Источники О. и. всех типов обладают важными преимуществами перед источниками синхротронного излучения, лазерами и др. источниками ИК- и опич. диапазонов — возможностью плавно регулировать частоту излучения путём изменения величин магн. поля обдулятора и энергии заряд. пучка. В ультрарелятивистском случае ( $\gamma \gg 1$ ) выражение (\*) можно привести к виду

$$\omega_n = \frac{2\pi n \Omega \gamma^2}{1 + \alpha^2 + \beta^2},$$

где  $\alpha^2 = \overline{H^2}/H_0^2$ ,  $\theta = \theta \gamma$  ( $\overline{H^2}$  — среднеквадратичное значение напряженности магн. поля,  $H_0 = \frac{2\pi mc^2}{e\lambda_0} \approx 10700/\lambda_0$  — нек-рое характерное его значение).

Уширение спектральной линии, интенсивность и степень поляризации спонтанного О. и., а также коэф. усиления индуцированного О. и. зависят от величин углового ( $\Delta\theta$ ) и энергетического ( $\Delta e/e$ ) разбросов пучка частиц; эти величины должны удовлетворять условию

$$\Delta\theta \leq \frac{1}{\gamma\sqrt{nK}}, \quad \frac{\Delta e}{e} \leq \frac{1}{nK}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_1^2}}.$$

Характеристики обдуляторного излучения зависят также от формы пучка частиц, неоднородностей поля обдулятора и его типа.

**Спонтанное некогерентное О. и.** В источниках такого излучения частицы пучка излучают независимо друг от друга. Фазы эл.-магн. волн, испускаемых разл. частями пучка, являются случайными ф-циями времени. Интенсивность излучения таких источников  $I_{\text{нк}}$  пропорц. току  $i$  пучка частиц:

$$I_{\text{нк}} = \frac{2r^2}{3c^3} K^3 \lambda_0^3 \overline{H^2} \gamma^2 i,$$

где  $r_0 = e^2/mdc^2$  — классич. радиус частицы,  $e$  — её заряд.

Поток  $d n_{\text{ф}}/dt$  эквивалентных фотонов О. и. (поток полной  $t$ ,  $e$  усреднённой по углам, энергии фотонов, делённый на макс. энергию одного фотона), испускаемых электронами в обдуляторах с непопервыми гармонич. полями, в условиях оптимальной генерации равен

$$\frac{d n_{\text{ф}}}{dt} \approx \frac{\alpha K i}{e},$$

где  $\alpha = e^2/hc \approx 1/137$ . В этих условиях при  $K = 10^8$  один электрон, пройдя через обдулятор, испускает один фотон; пучок электронов при  $i = 6,1$  А создаёт поток  $d n_{\text{ф}}/dt = 6 \cdot 10^{17}$  фотонов/с независимо от энергии частиц.

Возможности источников спонтанного некогерентного О. и. можно рассмотреть на примере источника, в к-ром используется обдулятор и пучок частиц с параметрами:  $\lambda_0 = 3$  см,  $\sqrt{\overline{H^2}} = 3000$  Э,  $\alpha_m \approx \sqrt{\alpha^2} \approx 1$ ,  $i = 0,1$  А; если при этом  $e = 1$  ГэВ и 10 ГэВ, то энергия фотонов составляет ок. 150 эВ и 15 кэВ, а интенсивность О. и. — 35 Вт и 3,5 кВт соответственно. Источники О. и. с такими параметрами целесообразно создавать на основе синхротронов и накопителей электронов, в ирридиальных промежуточных к-рых устанавливаются обдуляторы. В этом случае достигается высокая эффективность источников за счёт многократного прохождения частиц через обдулятор: электроны, потеряв энергию на излучение, восстанавливают её при движении в ускоряющем резонаторе синхротрона (накопителя) и затем вновь попадают в обдулятор.

Спонтанное О. и. может применяться в тех же областях исследования, что и синхротронное излучение: в рентг. микроскопии, рентг. структурном анализе, атомной и молекулярной спектроскопии, спектроскопии кристаллов, рентг. литографии, медицине и др. По

сравнению с синхротронным излучением оно обладает более высокими интенсивностью, направленностью, степенью монохроматичности и поляризации.

Обычно длина периода траектории частицы в ондуляторе  $\lambda_0 \geq 1$  см, т. е. она должна быть больше его апертуры, определяемой поперечными размерами пучка ( $\geq 1$  мм). Более жесткое излучение (с энергией квантов  $h\nu_{\text{макс}} \approx e$ ) при меньшей эффективности генерации испускается в ондуляторе с  $\lambda_0 < 1$  см. Такими ондуляторами могут служить, напр., эл.-магн. волны (обратный Комптона эффект) и кристаллы. Кристаллы устанавливаются на краю рабочей области синхротрона, на выходе линейных ускорителей электронов, а также в электронных каналах протонных синхротронов. Поляризов. пучки фотонов, испускаемые электронами в поле поляризованной эл.-магн. волны или в кристалле (когерентное тормозное излучение, каналированное излучение), используются в ядерной физике и физике высоких энергий.

Спонтанное когерентное О. и. В источниках такого излучения используют пучок частиц, предварительно сгруппированный (сбачиванный) в густки длиной  $l \lesssim \lambda_{\text{г}} = 2lc/\omega_{\text{г}}$ , находящийся друг от друга на расстоянии  $\lambda_{\text{п}}$ , равном или кратном  $\lambda_{\text{п}}$ . Их интенсивность

$$I_{\text{кор}} = N_1 S I_{\text{нр}},$$

где  $N_1 = i\lambda_{\text{п}}/ec$  — число частиц в одном густке пучка,  $S \leq 3$  — интегральный фактор когерентности излучения, определяющийся размерами, угл. и энергетич. разбросом пучка частиц, степенью его группировки, величиной нелинейности поля ондулятора. Осн. часть интенсивности сосредоточена в диапазоне частот и углов

$$\Delta\omega/\omega \lesssim \min(1/nK, 1/M),$$

$$\Delta\psi_{\text{кор}} \lesssim \min(1/\gamma\sqrt{nK}, \lambda_{\text{п}}/r_{\text{н}}),$$

где  $M$  — число густков пучка,  $r_{\text{н}}$  — поперечные размеры пучка.

Частицы в ондуляторе можно использовать в качестве активной среды лазеров. В источниках спонтанного когерентного О. и. плотность излучающих частиц — осн. параметр активной среды — в общем случае промодулирована в пространстве координат и импульсов, поэтому такие источники наз. также параметрич. лазерами на свободных электронах (ЛЭС). Фазы эл.-магн. волн, испускаемых частицами пучка в источниках спонтанного когерентного О. и., коррелированы между собой, а интенсивность  $\sim I^2$ , поэтому их называю также ЛЭС на сверхизлучении.

Совр. техника группирования пучков позволяет осуществлять генерацию когерентного О. и. с  $\lambda \geq 1$  мм. С применением резонаторов можно увеличить интенсивность источников спонтанного когерентного О. и. в  $Q$  раз, где  $Q$  — добротность резонатора. Источники спонтанного когерентного О. и. с хорошо сгруппиров. пучками частиц позволяют получить предельно возможные характеристики излучения.

Индцированное О. и. В источниках такого излучения используют однородные по плотности пучки частиц. В ондуляторе вместе с пучком подается внеш. эл.-магн. волна. Частицы однородного пучка равновероятно попадают как в тормозящие, так и в ускоряющие фазы волны. Именит энергии частиц, находящихся в противофазах, равны по величине, но противоположны по знаку, поэтому частицы начинают двигаться в разл. продольных скоростях и группируются в густки. Если нач. энергия частиц пучка выше некой равновесной энергии, то они группируются в тормозящих фазах волны (поперечная составляющая вектора скорости электрона, определяемая в основном полем ондулятора, направлена под острым углом к вектору напряженности элктрич. поля волны), отдают ей свою кинетич. энергию и поэтому усиливают её.

Интенсивность эл.-магн. излучения, выходящего из источника индцирующ. О. и., пропорц. величине

$$|E_B + E_{\text{п}}|^2 = |E_B|^2 + 2|E_B E_{\text{п}}| + |E_{\text{п}}|^2,$$

где  $E_B$  — напряженность элктрич. поля усиливаемой волны,  $E_{\text{п}}$  — напряженность элктрич. поля, создаваемого сгруппированными в густок частицами пучка. Вклад индцирующ. О. и. пропорционален  $2|E_B E_{\text{п}}|$ . О. и. распространяется в той же области пространства и обладает теми же характеристиками, что и усиливаемая волна. Член  $|E_{\text{п}}|^2$  соответствует спонтанному когерентному О. и. источника, и при  $|E_{\text{п}}|^2 \gg 2|E_B E_{\text{п}}| \gg |E_B|^2$  (режим больших коэф. усиления) генерируется в основном спонтанное когерентное О. и. Роль внеш. волны в этом случае сводится к «защатке», группирующей пучок. Большие коэф. усиления и большие эффективности излучению источников, осуществляемые, как правило, с использованием в них ондуляторов с переменными параметрами (период траектории частиц, амплитуда магн. поля), характерны для ондуляторных усилителей (лазерных усилителей на свободных электронах, основанных на ондуляторах). Режим генерации индцирующ. О. и. достигается введением в источник О. и. резонаторов, аэралк и др. элементов, позволяющих осуществить обратную связь между излучением и излучающей системой.

Источники спонтанного некогерентного О. п. могут испускать излучение в широком диапазоне частот — от ИК- до гамма-излучения. Такое О. и. может обладать достаточно высокими монохроматичностью ( $\Delta\omega/\omega \approx 1/K \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ ) и длиной когерентности  $l_{\text{кор}} = c\Delta t = K\lambda_1 \approx (10^2 - 10^3)\lambda_1$ , степенью поляризации  $\sim 100\%$ , вид к-рой можно изменять в ходе эксперимента. Излучение можно оперативно перестраивать по частоте в широких пределах (в неск. раз). Мощность таких источников растёт с уменьшением  $l$  и достигает значений  $P \sim 1$  кВт (при  $l \sim 0,1$  мм). Параметр вырождения (плотность числа фотонов в одной моде) источников спонтанного некогерентного О. и. в оптич. диапазоне длин волн может на 3–4 порядка превышать параметр вырождения тепловых источников и достигать значений  $\approx 1$  а с уменьшением длины волны надет по степенному, а не по экспоненциальному (как для тепловых источников) закону.

Источники спонтанного некогерентного О. и. на основе накопителей излучили широкое распространение. На накопителе можно устанавливать неск. ондуляторов, а на каждом канале О. и. — неск. установок для разл. исследований. Источники спонтанного когерентного и индцированного О. и. для ИК- и оптич. диапазонов длин волн также базируются как на существующих электронных ускорителях, так и на специализован. ускорителях и накопителях для таких источников. Теория, эксперим. исследования и первый опыт эксплуатации показали, что ондуляторные источники расширяют область использования когерентного излучения.

Иден генерации спонтанного О. и. впервые была высказана и обоснована В. Л. Гинзбургом в 1947. Теоретически было показано, что О. и. должно обладать рядом преимуществ перед синхротронным излучением: монохроматичностью в заданном направлении, более высокой спектральной плотностью потока энергии излучения. Была предложена схема источника, в к-ром частицы пучка проходят многократно через ондулятор, двигаясь по замкнутой траектории в магн. системах типа синхротронов с примольнейшими промежутками. Дальнейшее развитие теории О. и. получили в работах Г. Мотца (H. Motz) (1951–53). Им на основе линейных ускорителей были построены первые источники спонтанного когерентного О. и., исследованы свойства О. и. этих источников. Визуально наблюдались цветная радужная картина О. и. в оптич. диапазоне, согласующаяся с теоретич. понятием зависимости частоты от угла  $\theta$ . Уникальные возможности

источников спонтанного некоррелированного О. и были продемонстрированы в 1977—78 на синхротронах в Флор. ин-те АН СССР и Томском политехн. ин-те. В 1958—59 Р. Такссом (R. Twiss), Моцем, Р. Пантеллом (R. Pantell), Шнайдером (J. Schneider) и А. В. Гаповым-Греховым начали обосновать фаз. процессы в источниках индуктор. О. и. Первые такие источники были созданы и исследованы на длине волны  $\lambda \approx 40$  см [1960, Р. М. Филлипс (Phillips)]. В 1977 Дж. Мейдси (Meady) с сотрудниками продемонстрировал работу таких источников в ИК-диапазоне на Стэнфордском линейном ускорителе электронов.

Лит.: Синхротронное излучение и его применения, 2 изд., М., 1985; Бессонов Е. Г., К теории параметрических лазеров на свободных электронах, «Квантовая электроника», 1986, т. 13, № 8, с. 1617; е то же, «О пространственно-временной когерентности синхротронного излучения», «Изв. АН УССР», 1988, т. 98, в. 3, с. 498 (библ.); Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. Сб. ст., под ред. В. М. Лопухина, М., 1987; А лексеев В. И. (и др.), Параметрический лазер на свободных электронах на основе микроскопии, «Изв. АН УССР», 1989, т. 306, № 3, с. 580; Бессонов Е. Г., Виноградов А. В., Ондулаторы и лазерные источники мягкого рентгеновского излучения, «ФФН», 1989, т. 159, с. 143; Ондулаторное излучение. Лекции на свободных электронах, «Труды ФИАН», 1991, т. 214.

**ОНСАГЕРА ГИПОТЕЗА** — состоит в том, что временная эволюция флуктуации данной физ. величины в равновесной термодинамич. системе происходит в среднем по тому же закону, что и макроскопич. изменение соответствующей переменной. Высказана Л. Онсагером (L. Onsager) в 1931 и послужила ему основой для разработки термодинамики неравновесных процессов. Вывод Онсагера теоремы о симметрии кинетич. коэффициентов опирается на эту гипотезу и симметрию ур-ний движения частиц относительно обращения времени.

Напр., если в системе, находящейся в состоянии термодинамич. равновесия, произошла локализованная в пространстве флуктуация темп-ры, то, согласно О. г., в среднем она будет затухать со временем, следуя ур-нию теплопроводности. Аналогично флуктуация гидродинамич. скорости будет затухать по ур-нию Навье — Стокса.

Лит.: Термодинамика необратимых процессов. Лекции в легкой международной школе физики им. Э. Ферми, пер. с англ., М., 1962; Г р о с с Д. С. де, М а з у р П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1984; О л а к с е т Л., Взаимосвязи relations in irreversible processes, pt 1—2, «Phys. Rev.», 1931, в. 37, р. 405, в. 38, р. 2265.

**ОНСАГЕРА ТЕОРЕМА** (принцип Онсагера) — одна из осн. теорем термодинамики неравновесных процессов, устанавливающая свойства симметрии кинетических коэффициентов. Доказана Л. Онсагером в 1931. Кинетич. коэф.  $L_{ik}$  определяют как коэф. в линейных соотношениях между термодинамич. силами  $X_k$  и потоками  $J_i$ :  $J_i = \sum_k L_{ik} X_k$ , причём скорость изменения энтропии (производство энтропии) равно  $\sigma = \sum_i J_i X_i$ .

Согласно О. т.,  $L_{ik} = L_{ki}$  в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого. Если на систему действует внеш. магн. поле  $H$  или она вращается с угл. скоростью  $\omega$ , то

$$L_{ik}(H) = L_{ki}(-H), \quad L_{ik}(\omega) = L_{ki}(-\omega).$$

Эти соотношения симметрии наз. соотношениями в асимметрии Онсагера.

О. т. устанавливает связь между кинетич. коэф. при перекрёстных эффектах, описывающих влияние термодинамич. силы  $X_k$  на поток  $J_i$  и термодинамич. силы  $X_i$  на поток  $J_k$  при  $i \neq k$ , напр. связь между коэф. термодиффузии и коэф. Дюфура эффекта — явления, обратного термодиффузии.

О. т. является следствием микроскопич. обратимости ур-ний механики, т. е. инвариантности ур-ний движения относительно обращения времени (замены  $t \rightarrow -t$ ). Инвариантность относительно обращения времени означает, что при изменении направлений скоростей  $v$  всех частиц на обратные и одновременно изменения направлений  $H$  и  $\omega$  частицы будут двигаться в обратном

направлении по своим прежним траекториям. Изменение направлений  $H$  и  $\omega$  необходимо потому, что иначе при замене  $v \rightarrow -v$  сила Лоренца и сила Корiolиса, пропорциональные  $[Hv]$  и  $[v\omega]$ , изменили бы свои направления на обратные.

Онсагер рассмотрел также общий случай, когда отклонение системы от термодинамич. равновесия определяется параметрами  $\alpha_i$  и  $\beta_i$ , симметричными и антисимметричными относительно обращения времени. Термодинамич. силы равны  $X_i = \partial \Delta S / \partial \alpha_i$ ,  $Y_i = \partial \Delta S / \partial \beta_i$ , где  $\Delta S$  — отклонение энтропии от равновесного значения; потоки равны  $J_i = d\alpha_i/dt$ ,  $I_i = d\beta_i/dt$ . При малом отклонении системы от термодинамич. равновесия имеют место линейные феноменологич. соотношения между  $X_i$ ,  $Y_i$  и  $J_k$ ,  $I_k$ :

$$d\alpha_i/dt = \sum_k L_{ik}^{\alpha} X_k + \sum_k L_{ik}^{\beta} Y_k \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

$$d\beta_i/dt = \sum_k L_{ik}^{\beta} X_k + \sum_k L_{ik}^{\alpha} Y_k \quad (i = 1, 2, \dots, m).$$

В этом случае соотношения Онсагера принимают вид

$$L_{ik}^{\alpha\alpha}(H, \omega) = L_{ki}^{\alpha\alpha}(-H, -\omega), \quad L_{ik}^{\beta\beta}(H, \omega) = L_{ki}^{\beta\beta}(-H, -\omega),$$

$$L_{ik}^{\alpha\beta}(H, \omega) = -L_{ki}^{\beta\alpha}(-H, -\omega),$$

а скорость изменения энтропии описывается линейным выражением относительно потоков и термодинамич. сил, входящих в феноменологич. соотношения:

$$d\Delta S/dt = \sum_i J_i X_i + \sum_i Y_i I_i.$$

Доказательство О. т. основано на термодинамич. теории флуктуаций с использованием гипотезы о характере их затухания и свойствах микроскопич. обратимости. О. т. справедлива также для векторных и тензорных потоков, причём для тензорных кинетич. коэф. соотношения Онсагера таковы:  $L^{\alpha\beta}(H, \omega) = -L^{\beta\alpha}(-H, -\omega)$ , где  $L$  — матрица, транспонированная к  $L$ . При линейном преобразовании потоков и термодинамич. сил соотношения Онсагера для новых кинетич. коэф. сохраняются, если преобразование оставляет неизменным производство энтропии.

В статистич. теории необратимых процессов получают выражения для кинетич. коэф. в виде временных корреляц. ф-ций потоков (см. Грина — Кубо формулы), из к-рых с учётом микроскопич. обратимости непосредственно следуют соотношения взаимности Онсагера.

Лит. см. при ст. Термодинамика неравновесных процессов, Онсагера гипотеза.

**ОПАЛЕСЦЕНИЕ КРИТИЧЕСКАЯ** — резкое усиление рассеяния света чистыми веществами в критических состояниях, а также растворами жидкостей или газами при достижении ими критических точек. О. к. объяснена в 1907 М. Смолюховским (M. Smoluchowski), показавшим, что при критич. темп-ре сжимаемость вещества сильно возрастает, в связи с чем энергия теплового движения его частиц становится достаточной для «внезапного» сильного увеличения числа микроскопич. флуктуаций плотности. В результате этого среда, практически прозрачная при темп-рах выше и ниже критической, в критич. состоянии становится мутной средой.

**ОПЕРАТОР** в математике, см. Линейный оператор.

**ОПЕРАТОРНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ** — представление произведений неск. локальных операторов, определённых в разл. точках пространства-времени, в виде суммы отд. локальных операторов.

В квантовой теории поля (КТП) из-за сигнатурного поведения Грина функций на малых расстояниях возникает трудность при построении локальных составных операторов на произведений гейзенберговских полей (см. Гейзенберга представление)  $\phi(x)$  ( $x$  — точка

пространства-времени). В теории свободных полей для этой цели используется понятие нормального произведения (обозначается: ...). Напр., для случая скалярного поля локальными операторами являются  $\phi(x)$ ;  $\phi^2(x)$ ;  $\phi^2(x)\partial_\mu\phi(x)$ ; и т. д. ( $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ ,  $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$ ). Общий рецепт для построения локальных составных операторов, справедливых как для свободных, так и для взаимодействующих полей, даёт О. р. Вильсона [1]:

$$A(x)B(y)|_{x=y} = \sum_n C_n(x-y)O_n(x), \quad (1)$$

где  $A(x)$ ,  $B(y)$  и  $O_n(x)$  — локальные операторы,  $C_n(x-y)$  — коэффициентные ф-ции, являющиеся обобщением ф-ции Грина.

Величина  $C_n(x)$  содержит сингулярности типа  $(-x^2 + i\epsilon x_0)^{-P_n}$ , где добавка  $i\epsilon x_0$  ( $\epsilon \rightarrow +0$ ) необходима для того, чтобы матричный элемент от левой части соотношения (1) удовлетворял правильным спектральным свойствам (см. *Спектральное представление*), вытекающим из положительности энергии для всех промежуточных состояний. Показатели степени  $P_n$  могут быть выражены через размерности  $\Delta_i$  (в единицах массы) операторов  $A$ ,  $B$  и  $O_n$  по ф-ле  $P_n = \frac{1}{2}(\Delta_A + \Delta_B - \Delta_n)$ , где  $\Delta_i = d_i + \gamma_i$ ,  $d_i$  — канонич. размерности операторов,  $\gamma_i$  — их аномальные размерности.

О. р. (1) справедливо во всех порядках теории возмущений в перенормируемых моделях КТП (см. *Перенормируемость взаимодействий*). В теории возмущений размерности полей равны каноническим ( $\gamma_i = 0$ ), а коэффициентная ф-ция  $C_n(x)$  помимо степени  $(-x^2 + i\epsilon x_0)^{-P_n}$  содержит в виде множителя полюсом по  $\ln(-x^2)$ . Гл. вклад в сумму (1) при  $x \rightarrow y$  вносит оператор с мин. размерностью, среди  $k \rightarrow y$  самыми важными являются единичный оператор  $I$  ( $d_I = 1$ ), сохраняющиеся (точно или приближённо) токи  $j_\mu(x)$  ( $d_j = 3$ ) и тензор энергии-импульса  $\theta_{\mu\nu}(x)$  ( $d_\theta = 4$ ). При учёте взаимодействий размерность операторов  $I$ ,  $j_\mu$  и  $\theta_{\mu\nu}$  не меняется. Из этого, в частности, следует, что матричный элемент от хронологического произведения (T) двух эл.-магн. токов по вакуумному состоянию

$$\langle 0|T(j_\mu(x)j_\nu(x))|0\rangle \quad (*)$$

при  $x \rightarrow 0$  ведёт себя так же, как в свободной теории. Сечение  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны,  $k$ -рое определяется мнимой частью этого матричного элемента в *импульсном представлении*, при больших энергиях (в системе центра инерции)  $\sqrt{s}$  пропорционально  $\alpha^2/s$  (где  $\alpha \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры), что согласуется с экспериментом. Поправки к вакуумному среднему (\*), возникающие из-за операторов  $O_n(x)$  с более высокими размерностями  $O_1(x) = G^2(x)$ ,  $O_2(x) = -[\psi(x)\psi(x)]^2$ , где  $\psi(x)$ ,  $G_{\mu\nu}(x)$  — кварковое и глюонное поля,  $\Gamma$  — нек-рая матрица (черта над  $\psi$  означает дираковское сопряжение), приводит к вкладам

$$\sim \frac{\alpha^2}{s} \left( C_1 \frac{\langle 0|O_1(0)|0\rangle}{s^2} + C_2 \frac{\langle 0|O_2(0)|0\rangle}{s^2} \right),$$

нарушающим масштабную инвариантность сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции [2].

Существует другая версия ф-лы (1), а именно: О. р. произведения двух операторов на световом конусе

$$A(x)B(0) \Big|_{\substack{x^2 \rightarrow 0 \\ x^0 \sim 1/m}} = \sum_{n,k=1}^{\infty} C_n^k(-x^2)x_1 x_2 \dots x_n O_{n,k}^k \dots (0), \quad (2)$$

где, как и ранее, для простоты предполагается, что  $A(x)$  и  $B(0)$  являются скалярными по отношению к Лоренца преобразованиям ( $m$  — характерная масса адрона,  $O_{n,k}^k$  — нек-рый тензорный оператор,  $\mu_i = 0, 1, 2, 3$ ).

Для классификации локальных операторов удобно ввести понятие твиста. Твист тензора  $O_{\mu_1 \dots \mu_n}^k(x)$  равен по определению разности его размерности  $\Delta_n$  и спина  $S_n$ . Гл. вклад в разложение (2) дают операторы, имеющие мин. значение твиста; при этом их спины и моменты могут быть произвольными. Напр., для операторов, билинейных по кварковым полям, мин. твист (два) имеет выражение  $O_{\mu_1 \dots \mu_n} = S\psi\psi_{\mu_1} \dots \psi_{\mu_n}$ , где символ  $S$  означает симметризацию по всем лоренцевым индексам и выделение следов. В квантовой хрономеханике (КХД) для обеспечения калибровочной инвариантности следует в  $O_{\mu_1 \dots \mu_n}$  заменить все производные на ковариантные:  $\partial_{\mu_i} \rightarrow \partial_{\mu_i} - igA_{\mu_i}$  (здесь  $A_{\mu_i}$  — потенциал глюонного поля,  $g$  — константа взаимодействия в КХД). В силу асимптотической свободы и ренормализационной группы коэффициентные ф-ции  $C_n^k(-x^2)$  в ф-ле (2) ведут себя при  $x^2 \rightarrow 0$  как

$$(-x^2 + i\epsilon x_0)^{\gamma(d_n - d_n - d_n - S_n)} [\ln(x^2 \mu^2)]^{\sigma_n},$$

где  $c_n$  — числа,  $k$ -рые могут быть найдены в рамках теории возмущений. О. р. на световом конусе (2) используется, в частности, для нахождения логарифмич. и степенных эффектов нарушения масштабно-инвариантного поведения *структурных функций* лептон-адронных *глубоко неупругих процессов* [3].

О. р. является эфф. способом вычисления и классификации разл. вкладов в физ. амплитуды процессов и находит широкое распространение в приложениях КТП. Возможности применения ф-л (1), (2) в адронной физике связаны с тем, что вид коэффициентных ф-ций  $C_n^k$ , как правило, может быть установлен с помощью теории возмущений, независимо от специфики сильного взаимодействия, после чего сравнение матричных элементов по физ. адронным состояниям от левой и правой частей равенства (1) [или (2)] приводит к соотношениям между физ. амплитудами.

Строгое доказательство О. р. пока существует только в рамках теории возмущений для простых перенормируемых моделей КТП [4].

Лит.: W I l s o n K. G., Non-Lagrangian models of current algebra, Phys. Rev. D, 1969, 2) S h i f f m a z M. A., V a i n s h t e i n A. I., Z a k h a r o v V. I., QCD and resonance physics. Theoretical foundations, «Nucl. Phys. B», 1979, v. 147, p. 385; 3) G r o s s D. J., W i l c z e k F., Asymptotically free gauge theories, Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 980; 4) З а в а н о в О. И., Перенормированные диаграммы Фейнмана, М., 1979.

Л. Н. Литовтов

**ОПЕРАТОРЫ** в квантовой теории — символы, изображающие составленные по определенным правилам матем. операций (алгебраич., дифференциальных, интегральных, перестановочных и т. д.), используемых в квантовой теории для преобразования встречающихся в ней величин. Если состояние квантовой системы описывается с помощью волновой ф-ции  $\psi(t, x)$  (для конкретности, напр., в Шредингера представлении), то О. или их последовательность в конечном счёте действуют на эту ф-цию, сопоставляя с ней волновую ф-цию, соответствующую уже др. состоянию системы. В др. формулизмах квантовой теории (напр., когда состояние системы фиксируется с помощью О. матрицы плотности или в представлениях, когда  $\psi$  является фиксир. вектором в *гильбертовом пространстве*) О. действуют на др. О., характеризующие состояние системы или к.-л. её характеристики. Ниже будут рассмотрены наиб. часто встречающиеся типы О.

**Операторы динамических величин**

**Общие положения.** В соответствии с осн. принципами квантовой механики (в линейной относительно ф-функции теории) каждой физ. величине  $F$  ставится в соответствие линейный самосопряжённый О.  $\hat{F}$ , преобразующий ф-функцию в новую, но принадлежащую тому же классу ф-цию  $\psi'$ ,  $\hat{F}\psi = \psi'$  (где  $f$  — число). Если  $\psi$  задана в виде разложения  $\psi(t, x) = \sum_n \Phi_n(t)\psi_n(x)$

но заранее выбранным базисным ф-циями  $\{\psi_n(x)\}$  (определяющим конкретное представление как волновой ф-ции, так п действующих на неё  $O$ ), т. е. задана как вектор  $\Phi(t) = \{\Phi_n(t)\}$  в бесконечномерном гильбертовом пространстве, то действие  $O$  в  $\hat{F}$  приводит помимо умножения на число  $f$  к повороту вектора  $\Phi$  в этом пространстве, а изменение его компонент  $\Phi_n \rightarrow \Phi'_n$  — к перераспределению квантовомеханич. вероятностей  $|\Phi_n(t)|^2$  обнаружить систему в каждом из состояний, характеризующих  $\psi_n(x)$ . Ф-ции  $\psi$  и  $\psi'$  считаются нормированными на 1, т. е. вне зависимости от наличия штриха

$$\int \psi^*(x, t) \psi(x, t) dx = \sum_n |\Phi_n(t)|^2 = 1.$$

С каждым  $O$  в квантовой механике связывается ур-ние  $\hat{F}\psi_n(x) = f_n\psi_n(x)$ , определяющее его собств. значения  $f_n$  и полную систему ортонормированных собств. ф-ций  $\psi_n$ , подчинённых определённым граничным и всем необходимым общим для  $\psi$ -функций условиям. Совокупность величин  $\{f_n\}$  определяет спектр возможных значений физ. величины  $F$ , а система ф-ций  $\{\psi_n\}$  (каждая из к-рых характеризует состояние, в к-ром эта величина имеет значение  $f_n$ ) может служить базисом пространства, в к-ром представляются все др. состояния системы.

Требование линейности  $O$ .

$$\hat{F}(c_1\psi_1 + c_2\psi_2) = c_1\hat{F}\psi_1 + c_2\hat{F}\psi_2$$

(где  $\psi_1$  и  $\psi_2$  — волновые ф-ции двух возможных состояний системы,  $c_1$  и  $c_2$  — числа) можно рассматривать как выражение *суперпозиции состояний принципа* в квантовой механике, условие же самосопряжённости оператора  $\hat{F}$  обеспечивает действительность квантовомеханич. ср. значений физ. величин  $F$ , к-рые определяются как

$$\bar{F} = \int \psi^*(x) \hat{F} \psi(x) dx,$$

где  $\psi(x)$  — волновая ф-ция состояния, для к-рого определяется ср. значение  $F$ , а  $\psi^*(x)$  — её комплексно сопряжённая величина (если  $\psi$  — многокомпонентная ф-ция, то вместо  $\psi^*$  здесь стоит эрмитово сопряжённая ф-ция  $\psi^\dagger$ ). Определяя  $O$  в  $\hat{F}$ , транспонированный по отношению к исходному с помощью соотношения

$$\int \psi_1 \hat{F} \psi_2 dx = \int \psi_2 \hat{F}^\dagger \psi_1 dx,$$

можно записать условие самосопряжённости  $O$  в виде  $\hat{F}^\dagger = \hat{F}$ , где  $\hat{F}^\dagger = (\hat{F}^T)^*$ . В случае, когда система находится в одном из состояний  $\psi_n$ , ср. значение  $\bar{F}$  автоматически совпадает с собств. значением  $f_n$ . Более того, ур-ние, определяющее собств. ф-ции и собств. значения  $O$  в  $\hat{F}$ , математически эквивалентно обращению в нуль квантовомеханич. дисперсии (не только квадратичной, но и любого порядка) величин  $F$ :  $(\Delta F)^2 = (F - \bar{F})^2 = 0$  для состояний  $\psi$ , совпадающих с любым из  $\psi_n$ . В связи с этим говорят, что в рамках квантовомеханических представлений измерение физ. величины  $F$  может привести только к к.-л. из значений  $f_n$ .

Алгоритм действия с  $O$  определяются согласно ф-лам

$$(\hat{F} + \hat{G})\psi = \hat{F}\psi + \hat{G}\psi, \quad (\hat{F}\hat{G})\psi = \hat{F}(\hat{G}\psi).$$

Деление на  $O$  определяется с помощью введения обратного  $O$  в  $\hat{F}^{-1}$ , такого, что  $\hat{F}^{-1}\hat{F} = \hat{F}\hat{F}^{-1} = I$ , где  $I$  означает  $O$  умножения на единицу, причём  $\hat{F}^{-1}\psi_n = f_n^{-1}\psi_n$  для  $f_n \neq 0$ . Если  $O$  в  $\hat{F}$  выступает в качестве аргумента нек-рой ф-ции  $\mathcal{F}(\xi)$ , то  $\mathcal{F}(\hat{F})$  понимается как разложение этой ф-ции в формальный сте-

пенный ряд, в к-ром вместо степеней  $\xi$  стоят соответствующие степени  $O$ :  $\hat{F}$ ,

$$\mathcal{F}(\hat{F}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left( \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \xi} \right)_{\xi=0} (\hat{F})^k,$$

а его собств. значения непосредственно выражаются через собств. значения  $\hat{F}$ :

$$\mathcal{F}(\hat{F})\psi_n = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left( \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \xi} \right)_{\xi=0} f_n^k \psi_n = \mathcal{F}(f_n)\psi_n.$$

Если два  $O$  в  $\hat{F}$  и  $\hat{G}$  имеют одну и ту же систему собств. ф-ций,  $\hat{F}\psi_n = f_n\psi_n$  и  $\hat{G}\psi_n = g_n\psi_n$ , то порядок действия этих  $O$  в произведении безразличен и коммутатор этих  $O$  равен нулю:  $[\hat{F}\hat{G}] = \hat{F}\hat{G} - \hat{G}\hat{F} = 0$ .

И наоборот, величины  $F$  и  $G$  могут одновременно иметь определённые значения только в том случае, если коммутатор  $O$  в  $\hat{F}$  и  $\hat{G}$  равен нулю. В противном случае физ. величины  $F$  и  $G$  не могут (в рамках квантовой теории) одновременно иметь точные значения. Некоммутируемость ряда  $O$  физ. величины приводит к существованию соответствующих *неопределённости соотношений* в квантовой механике. Т. к. при эрмитовом сопряжении произведения двух  $O$  порядок их расположения меняется,  $(\hat{F}\hat{G})^\dagger = \hat{G}^\dagger \hat{F}^\dagger$ , то произведение эрмитовых  $O$  будет также эрмитовым  $O$  только в случае, если эти  $O$  коммутируют друг с другом.

Поставая задачи на полное определение ф-ции состояния и полного набора квантовых чисел  $n$ , характеризующих это состояние, для систем с  $\lambda$  степенями свободы (с обязат. исключением степеней свободы, связанной с возможными энергич. состояниями) заключается в построении полного набора независимых коммутирующих друг с другом  $O$   $\hat{F}_1, \dots, \hat{F}_\lambda$ , характеризующих положение системы по отношению к её степеням свободы, и совместном решении ур-ний

$$\hat{F}_i \psi_{n_1, \dots, n_\lambda}(x) = f_i(n_1, \dots, n_\lambda) \psi_{n_1, \dots, n_\lambda}(x), \quad i = 1, \dots, \lambda,$$

со всеми необходимыми для волновой ф-ции  $\psi$  дополнит. условиями, соответствующими характеру рассматриваемой задачи.

Конкретное матем. выражение  $O$  динамич. величины зависит от выбора пространства  $x$ , на к-ром определены ф-ция состояния  $\psi(x)$ .

$O$  в конфигурационном (координатном) представлении. Если волновая ф-ция системы задана как ф-ция пространства, координат и времени,  $\psi = \psi(r, t)$ , то простейшими  $O$ , с помощью к-рых строятся все остальные  $O$  динамич. величин, являются  $O$  координаты  $\hat{r} = (x, y, z)$ , определяемый как умножение на координаты  $\psi(r, t) = r\psi(r, t)$ , и  $O$  импульса  $\hat{p} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z)$ , являющийся дифференц.  $O$  первого порядка:

$$\hat{p}\psi(r, t) = -i\hbar \nabla \psi(r, t).$$

Собств. ф-ция  $O$  координаты, соответствующая собств. значению  $r_0$ , представляет собой *дельта-функцию* Дирака:  $\psi_{r_0}(r) = \delta(r - r_0)$ , а собств. ф-ция  $O$  импульса, соответствующая собств. значению  $p$ , — плоскую волну

$$\psi_p(r) = (1/2\pi\hbar)^{1/2} \exp\{i(p\mathbf{r}/\hbar)\}$$

в обоих случаях нормировка  $\psi_{r_0}(r)$  и  $\psi_p(r)$  производится на  $\delta$ -функцию.  $O$  любой динамич. величины  $F(p, r)$  определяется как

$$\hat{F}(p, r) = F(\hat{p}, \hat{r}) = F(-i\hbar \nabla, r).$$

Т. к.  $\hat{r}$  и  $\hat{p}$  не имеют общей системы собств. ф-ций, то  $O$  динамич. величин, как правило, не коммутируют друг с другом, в частности

$$[F(\hat{p}), \hat{r}_\alpha] = -i\hbar \frac{\partial F}{\partial p_\alpha}; \quad [\hat{p}_\alpha, G(\hat{r})] = -i\hbar \frac{\partial G}{\partial r_\alpha}, \quad \alpha = x, y, z, \quad 411$$

$$[F(\hat{p}, \hat{p}_0)] = [G(\hat{r}), \hat{r}_0] = 0.$$

Для системы из  $N$  частиц динамика, переменные представляются совокупностью координат  $r_1, \dots, r_N$  и импульсов  $p_1, \dots, p_N$  и в написанных выше ф-лах аргументы  $r$  и  $p$  заменяются на  $r_1, \dots, r_N$  и  $p_1, \dots, p_N$ , где каждое  $\hat{p}_i$  является дифференц. О., действующим на аргумент  $r_i$  ф-ции  $\psi(r_1, \dots, r_N)$ .

В качестве примеров для О.  $\hat{F}(p, r)$  может служить оператор Гамильтона (*самилтониан*)  $\hat{H}$ , играющий принципиальную роль во всей квантовой теории и определяющий данную конкретную систему, и О. орбитального (углового) момента  $\hat{M}$ . Для  $N$  взаимодействующих между собой нерелятивистских частиц гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{1 \leq i \leq N} \left\{ \frac{\hat{p}_i^2}{2m_i} + U(r_i) \right\} + \sum_{1 \leq i < j \leq N} \Phi(r_i, r_j),$$

где  $m_i$  — масса  $i$ -й частицы,  $U(r_i)$  и  $\Phi(r_i, r_j)$  — потенциалы взаимодействия частиц с внеш. полем и друг с другом (если это взаимодействие не зависит от скорости частиц). Для системы зарядк. частиц О. импульса заменяется:

$$\hat{p}_i \rightarrow \hat{p}_i - (e_i/c)A(r_i, t),$$

где  $A(r, t)$  — векторный потенциал эл.-магн. поля,  $e_i$  — заряд частицы (в гауссовой системе единиц).

О. момента  $\hat{M}$  представляет собой сумму О. моментов для каждой из  $N$  частиц. Для одной частицы  $\hat{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = (r_i p_j - r_j p_i) \nabla$ . Компоненты О. моменты не коммутируют друг с другом,  $[\hat{M}_x, \hat{M}_y] = i\hat{M}_z$  (две др. пары соотношений получаются при циклич. замене  $x \rightarrow y \rightarrow z \rightarrow x$ ), но  $[\hat{M}_x^2, \hat{M}_x] = 0$ , поэтому в квантовой теории имеет смысл говорить о состояниях с определёнными значениями квадрата момента и одной из его компонент, обычно  $\hat{M}_z$ . Эти О. как коммутирующие друг с другом имеют общую систему соств. ф-ций [сферические функции  $Y_l^m(\theta, \varphi)$ , где  $\theta$  и  $\varphi$  — угл. переменные сферич. координат] и характеризуются соств. значениями  $\hat{M}^2 = \hbar^2 l(l+1)$  и  $\hat{M}_z = \hbar m$ , где  $l = 0, 1, 2, \dots$  и  $m = -l, -l+1, \dots, l$  — соответств. орбит. и магн. квантовые числа. Если частица движется в центрально-симметричном поле  $U(r) = U(|r|)$ , то  $\hat{H}$ ,  $\hat{M}^2$  и  $\hat{M}_z$  образуют полный набор коммутирующих О. для данной системы с общей системой соств. ф-ций  $R_{nl}(r)Y_l^m(\theta, \varphi)$ , причём  $l$  определяет не только величину  $\hat{M}^2$  (и паряду с гл. квантовым числом  $l$  энергетич. состояние системы), но и пространственную чётность состояния, характеризующую изменение волновой ф-ции при инверсии координат,  $\hat{P}\psi(r) = \psi(-r) = (-1)^l \psi(r)$  ( $\hat{P}$  — О. инверсии), т. е. чётность состояния совпадает с чётностью  $l$ .

**Импульсное представление.** Если разложить  $\psi(r)$  по соств. ф-циям  $\psi_p(r)$  О. импульса:

$$\psi(r) = \int \Phi(p) \psi_p(r) dp, \quad \Phi(p) = \int \psi(r) \psi_p^*(r) dr,$$

то волновой ф-цией системы в импульсном представлении (в  $k$ -ром квадрат её модуля определяет распределение плотности вероятности распределения по  $p$ ) будет её фурье-образ  $\Phi(p)$ . В соответствии с этим преобразованием О. координаты становится дифференциальным, а О. импульса — О. умножения:

$$\hat{r}\Phi(p) = i\hbar \frac{\partial}{\partial p} \Phi(p); \quad \hat{p}_0 \Phi(p) = p_0 \Phi(p).$$

Нормированные на  $\delta$ -функцию соств. ф-ции этих О. имеют вид

$$\Phi_r(p) = \left( \frac{1}{2\pi\hbar} \right)^{3/2} \exp(-ipr/\hbar); \quad \Phi_p(p) = \delta(p - p_0).$$

О. динамика, соответствующие  $\hat{F}(p, r)$  определяются как

$$\hat{F}(p, r) = F(\hat{p}, \hat{r}) = F\left(p, i\hbar \frac{\partial}{\partial p}\right).$$

**Матричное представление.** Рассмотренные выше представления являются частными случаями, когда в качестве системы базисных ф-ций  $\{\psi_n(x)\}$  выбирались соств. ф-ции координаты или импульса. В общем случае волновая ф-ция системы  $\psi(x, t)$  может быть задана совокупностью компонент  $\Phi(t) = \{\Phi_n(t)\}$  в пространстве с достаточно произвольно выбранным базисом  $\{\psi_n(t)\}$ ,

$$\Phi_n(t) = \int \psi(x, t) \psi_n^*(x) dx,$$

причём величины  $|\Phi_n(t)|^2$  определяют вероятности обнаружить систему в каждом из состояний  $\psi_n(x)$ . Представляя  $\psi(x, t)$  в виде столбца из её компонент  $\{\Phi_n(t)\}$  [сопряжённую ей — в виде строки из элементов  $\Phi_n(t)$ ], а  $\hat{F}$  в виде квадратной матрицы

$$\langle n | F | m \rangle = \int \psi_n^*(x) \hat{F} \psi_m(x) dx,$$

можно записать результат действия этого О.  $\hat{F}\Phi = f\Phi'$  в виде алгебраич. соотношений, определяющих изменения в результате поворота вектора  $\Phi(t)$  запятой компонент  $\Phi'(t)$  через их исходные значения:

$$f\Phi'_n = \sum_k \langle n | F | m \rangle \Phi_m, \quad \sum_n |\Phi'_n|^2 = 1.$$

Матричные представления могут быть дискретными, непрерывными (как в случаях координатного и импульсного представления) и смешанного типа, когда часть квантовых чисел, входящих в  $n$ , дискретна, часть непрерывна. Приведём нек. общих соотношений в матричном выражении. Алгебраич. действия над О.:

$$\langle n | F_1 \cdot F_2 | m \rangle = \sum_k \langle n | F_1 | k \rangle \langle k | F_2 | m \rangle,$$

$$\langle n | F_1 + F_2 | m \rangle = \langle n | F_1 | m \rangle + \langle n | F_2 | m \rangle;$$

условие самосопряжённости  $\hat{F}$ :

$$\langle n | F^+ | m \rangle = \langle n | (F^T)^* | m \rangle = \langle m | F | n \rangle^*;$$

единичный О.  $\langle n | I | m \rangle = \Delta(n - m)$  [в случае дискретного спектра  $\Delta(n - m) = \delta_{nm}$ , где  $\delta_{nm}$  — *Кronecker символ*, в случае непрерывного спектра  $\Delta(n - m) = \delta(n - m)$ , где  $\delta(n - m)$  — дираковская  $\delta$ -функция]; ф-ла для ср. значений:

$$\bar{F} = \sum_m \Phi_m^* \langle n | F | m \rangle \Phi_m.$$

Проблема расчёта соств. значений и соств. ф-ций сводится к решению системы однородных относительно компонент  $\Phi_n$  ур-ний

$$\sum_m \langle n | F | m \rangle \Phi_m = f \Phi_n,$$

причём условие существования нетривиального решения для  $\{\Phi_n\}$

$$\det \|\langle n | F | m \rangle - f \Delta(n - m)\| = 0$$

является ур-нием (степени, равной рангу матриц, фигурирующих в данном представлении), определяющим спектр соств. значений  $\{f_n\}$ .

Если в качестве базиса  $\{\psi_n(x)\}$  выбрана система соств. ф-ций О.  $\hat{F}$ , то его матричное представление диагонально,  $\langle n | F | m \rangle = f_n \Delta(n - m)$ , поэтому проб-

лему определения собств. ф-ций и собств. значений нек-рого  $O$ , или неск. коммутирующих друг с другом  $O$ , можно представить как проблему одноврем. диагонализации их матричных представлений.

Если в качестве базисных ф-ций  $\{\psi_n(x)\}$  используются собств. ф-ции оператора Гамильтона,  $\hat{H}\psi_n = \epsilon_n\psi_n$ , то говорят об энергетич. представлении  $O$  и ф-ций состояния. Однако собств. ф-ции  $O$ ,  $\hat{H}$ , как правило, неизвестны. Поэтому в ряде случаев в качестве системы базисных ф-ций  $\{\psi_n^{(a)}(x)\}$  выбирают собств. ф-ции той части  $\hat{H}_0$  полного гамильтониана  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$ , для к-рой удастся получить точное решение для собств. ф-ций и собств. значений,  $\hat{H}_0\psi_n^{(a)}(x) = \epsilon_n^{(a)}\psi_n^{(a)}(x)$ , и затем уже в этом матричном представлении развивают теорию возмущений по параметру, к-рому пропорц. часть  $\hat{H}_1$ , как для расчёта собств. значений  $\epsilon_n$  полного  $\hat{H}$ , так и его собств. ф-ций.

Матричное представление является ограниченным для  $O$ . момента ввиду дискретности квантовых чисел  $l$  и  $m$ . Т. к. каждому  $l$  соответствует  $2l + 1$  значений числа  $m$ , то собств. ф-ции  $O$ ,  $\hat{M}_z^2$  и  $\hat{M}_z$  представляются столбцами, а  $O$ , моменты — матрицами ( $2l + 1$ )-ранга, ненулевые элементы к-рых определяются ф-лами

$$\langle l, m | \hat{M}_z^2 | l, m \rangle = \hbar^2 l(l+1), \quad \langle l, m | \hat{M}_z | l, m \rangle = \hbar m,$$

$$\langle l, m | \hat{M}_x + i\hat{M}_y | l, m-1 \rangle = \langle l, m-1 | \hat{M}_x - i\hat{M}_y | l, m \rangle = \hbar \sqrt{l(l-m+1)(l+m)}.$$

Эти же соотношения справедливы и для  $O$ . полного момента  $\hat{J} = \hat{M} + \hat{S}$ , включающего помимо  $O$ . орбит. момента  $\hat{M}$  также и  $O$ . спина  $\hat{S}$  (для  $k$ -рого нематричного представления просто не существует), причём квантовое число  $j$ , замещающее в этом случае  $l$  в приведённых выше ф-лах, принимает ряд целых или полуцелых значений, а число  $m = -j, -j+1, \dots, j$  пробегает  $2j + 1$  значений.

Общие ф-лы для  $O$ . момента определяют также и  $O$ . спинового момента частицы  $\hat{S}$ . Так, для частиц со спином  $1/2$   $O$ . спина  $\hat{S} = (\hbar/2)\sigma$ , где  $\sigma$  — двухрядные Паули матрицы. Поэтому и состояние электрона (в нерелятивистской теории) будет описываться соответственно двухкомпонентной волновой ф-цией (причём помимо классич. замены в гамильтониане этой системы  $p \rightarrow p - (e/c)\mathcal{A}$  он должен быть дополнен энергетич. взаимодействием —  $\mu\mathcal{H}$  собств. магн. момента электрона  $\mu = (e\hbar/2mc)\sigma$  с внеш. магн. полем  $\mathcal{H}(r,t)$ ). В релятивистской теории электрона состояние частицы описывается четырёхкомпонентной волновой ф-цией (не исключено матричное представление для каждой из них) в соответствии с разл. синоними состояниями электрона и состояниями частица и античастица, а  $O$ . выражается четырёхрядными матрицами, элементы к-рых сами могут быть  $O$ . в к.-л.  $z$ -представлении. Простейшие примеры полных наборов коммутирующих  $O$ . для случая свободного движения электрона: гамильтониан  $\hat{H}_D = c(\hat{p}\alpha + m^0\beta)$ , импульс, проекция спина на направление импульса  $(\hat{S}\hat{p})$ , где  $\hat{S} = (\hbar/2)\sigma$ , а  $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$ ,  $\beta$  — четырёхрядные Дирака матрицы; или  $O$ .  $\hat{H}_D, \hat{F}_z, \hat{J}_z$  и  $O$ . инверсии  $\hat{I}\beta$ . Собств. ф-ции при нервом выборе характеризуются плоскими волнами (с импульсом  $p$ ), проекцией спина  $s = \pm 1/2$  и энергией  $\epsilon = \pm c\sqrt{p^2 + m^0c^2}$ , при втором — сферич. волнами, числами  $j, m$  и  $l$  (чётности). При движении электрона в центральном-симметричном поле  $U(r)$  системой коммутирующих  $O$ . полностью определяющих состояние системы, являются гамильтониан  $\hat{H} = \hat{H}_D + U(r)$ ,  $O$ . квадрата полного момента  $\hat{J}^2$ , его проекция  $\hat{J}_z$  и чётности  $\hat{I}\beta$ . Для частиц со спином 1

необходимо использовать уже как минимум трёхрядные матрицы и т. д.

Представление вторичного квантования эффективно при рассмотрении систем, состоящих из большого числа одинаковых частиц (проблема мн. тел в статистич. механике; см. *Квантовая теория многих частиц*) или, например, допускающих существование любого числа частиц одного и того же сорта (см. *Квантовая теория поля*), и является одним из наиб. естеств. способов учёта свойств симметрии волновых ф-ций системы по отношению к перестановкам одинаковых частиц. В основе своей — это матричное представление, для формулировки  $k$ -рого используются  $N$ -частичные базисные ф-ции с определённым типом симметрии  $\Psi_k(x)$ , сконструированные как симметризов. или антисимметризов. произведения одночастичных ф-ций  $\varphi_j(x_i)$  (чаще всего для этого используются известные решения задач на свободное движение частицы данного типа), где  $x = x_1, \dots, x_N$ , а в наборе квантовых чисел  $n = (n_1, n_2, \dots, n_j, \dots)$  каждая из  $n_j$  указывает, сколько раз в структуре данной базисной ф-ции встречается ф-ция  $\varphi_j(x_i)$  с данным индексом  $j$ . Числа  $n_j$  наз. *числами заполнения* (отсюда и  $\sum_j n_j = N$ ), а базисные ф-ции обычно обозначают символами  $\Psi_n(x) = |\dots, n_j, \dots\rangle$ , введёнными П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac), при этом  $\Psi^*(x) = \langle \dots, n_j, \dots |$ . Отличие систем, симметричных и антисимметричных по отношению к перестановкам двух частиц, проявляется в том, что в первом случае (бозе-частицы)  $n_j$  могут принимать любые целые неотрицат. значения, а во втором (ферми-частицы) — только 0 и 1. Это ограничение на числа заполнения для ферми-систем выражает Паули принцип.  $O$ . динамич. величин, представленные соответствующими матрицами  $\langle \dots, n_j, \dots | [F] | \dots, n_j, \dots \rangle$ , действуя на волновую ф-цию, имеющую в этом представлении вид вектора с компонентами  $\Phi(\dots, n_j, \dots)$ , характеризуются определёнными наборами чисел  $n_j$ , «перепутывают» эти наборы. Иными словами, вместо нек-рого  $\Phi(\dots, n_j, \dots)$  в результате действия  $O$ .  $F$  получается амплитуда  $\Phi(\dots, n_j', \dots)$ , к-рая характеризует уже другие, изменённые числами заполнения те же состояния  $f_j$ , т. е.  $O$ . в этом представлении меняет числа частиц в каждом из состояний  $f_j$ . Удобно рассматривать «элементарные»  $O$ . изменяющие на единицу к.-л. из числа заполнения  $n_j$ , т. е.  $O$ . рождения и  $O$ . уничтожения и  $z$ -частицы в состоянии  $f_j$  и с их помощью выражать более сложные  $O$ .  $F$ . Действие каждого такого  $O$ . рождения и уничтожения меняет на единицу не только определённое число  $n_j$ , но и общее число частиц  $N$ . Т. о., для использования формализма вторичного квантования необходимо оперировать с бесконечным набором пространств и соответствующих им базисных систем ф-ций  $|\dots, n_j, \dots\rangle$  для всех значений общего числа  $N$  от нуля до бесконечности. Конкретный результат действия элементарных  $O$ . на эти базисные ф-ции определяется с помощью непосредств. расчёта соответствующих матричных элементов. Действие их на  $|\dots, n_j, \dots\rangle$  в случае бозе-систем можно представить в виде

$$\Psi_n(x) = |\dots, n_j, \dots\rangle, \quad \Psi^*(x) = \langle \dots, n_j, \dots |$$

для  $O$ . уничтожения  $a_j$  и

$$a_j^{\dagger} |\dots, n_j, \dots\rangle = \sqrt{n_j+1} |\dots, n_j+1, \dots\rangle$$

для  $O$ . рождения  $a_j^{\dagger}$ , причём ни  $a_j$ , ни  $a_j^{\dagger}$  не действуют на числа  $n_{j'}$ , если  $j' \neq j$ . Отсюда следуют перестановочные соотношения

$$[a_j, a_j^{\dagger}] = \Delta(j - j');$$

$$[a_j, a_{j'}] = [a_j^{\dagger}, a_{j'}^{\dagger}] = 0.$$

В случае ферми-систем  $a_j$  и  $a_j^+$  имеют тот же смысл О. изменения на единицу числа  $n_j$ , но учёт антисимметрии базисных ф-ций по отношению к перестановкам индексов частиц и ограничение чисел заполнения двумя значениями 0, 1 приводит к перестановочным соотношениям антикоммутиации:

$$[a_j, a_j^+]_{\pm} = a_j a_j^+ + a_j^+ a_j = \Delta(f - f');$$

$$[a_j, a_{j'}]_{\pm} = [a_j^+, a_{j'}^+]_{\pm} = 0.$$

В ряде задач, когда гамильтониан системы целиком выражается в терминах спиновых О., удобно О. рождения и уничтожения с коммутац. соотношениями смешанного типа:

$$[a_j, a_j^+]_{\pm} = 1, \text{ по } [a_j, a_{j'}^+]_{\pm} = 0 \text{ для } j' \neq j,$$

$$[a_j, a_{j'}]_{\pm} = [a_j^+, a_{j'}^+]_{\pm} = 0.$$

По своей матем. природе они тождественны бозе-О., но действуют в узранном пространстве чисел заполнения, допускающих значения  $n_j = 0$  и  $n_j = 1$ . Их называют  $\alpha$  и  $\beta$  О., т. к. они непосредственно связаны со спиновыми матрицами Паули:

$$\sigma_j^x = a_j^+ + a_j; \sigma_j^y = i(a_j^+ - a_j); \sigma_j^z = 1 - 2a_j^+ a_j.$$

Во всех случаях О.  $n_j = a_j^+ a_j$  является О. числа частиц в состоянии  $j$  и имеет всевозм. значения  $n_j = 0, 1, 2, \dots$  для бозе-систем и  $n_j = 0, 1$  для ферми- и паули-систем.

Чаще всего в приложениях индекс  $j$  означает импульс и спин  $f = (p, \sigma)$  частицы, т. е. в качестве базисных ф-ций  $|\dots, n_j, \dots\rangle$  выбираются симметризов. или антисимметризов. произведение ф-ций  $\psi(x) = u_{\sigma}(s)\varphi_{\mathbf{k}}(r)$ , где  $\varphi_{\mathbf{k}}(r) = (1/\sqrt{V}) \exp(i\mathbf{k}r)$  — плоская волна ( $V$  — объём системы),  $u_{\sigma}(s) = \Delta(\sigma - s)$  — спиновая ф-ция. Тогда  $a_j^+$  и  $a_j^-$  О. рождения и уничтожения частицы с данным значением импульса и спина. Возможно и «координатное» (или к.-л. иное) представление этих О., определяемое с помощью преобразования типа фурье-преобразования:

$$[x = (r, s)], \Psi(x) = \sum_j a_j \varphi_j(x), \Psi^+(x) = \sum_j a_j^+ \varphi_j^*(x).$$

О. динамич. величин в представлении вторичного квантования строятся след. образом: величинами аддитивного динамич. типа, таким, что  $F = \sum_{1 \leq i \leq N} F(x_i)$  (напр., полный импульс системы из  $N$  частиц, их полная кинетич. энергия, энергия взаимодействия с внеш. полем и т. д.) соответствуют О.

$$\hat{F} = \int \Psi^+(x) \hat{F}(x) \Psi(x) dx = \sum_{f, f'} \langle f | F | f' \rangle a_f^+ a_{f'}$$

где  $\langle f | F | f' \rangle = 0$ .  $\hat{F}$  в  $f$ -представлении, матричные элементы  $k$ -рого рассчитываются с помощью ф-ций  $\psi(x)$ ; величинам бинарного типа  $G = \sum_{1 \leq i \leq N} G(x_i, x_j)$  (напр., энергии взаимодействия частиц друг с другом) соответствуют О.

$$\hat{G} = \frac{1}{2} \int \Psi^+(x_1) \Psi^+(x_2) \hat{G}(x_1, x_2) \Psi(x_1) \Psi(x_2) dx_1 dx_2 =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{f_1, f_2, f_1', f_2'} \langle f_1, f_2 | G | f_1', f_2' \rangle a_{f_1}^+ a_{f_2}^+ a_{f_1'} a_{f_2'}$$

где  $\langle f_1, f_2 | G | f_1', f_2' \rangle$  — матричный элемент О.  $\hat{G}$  в  $f$ -пред-

ставлении, рассчитанный с помощью системы ф-ций  $\psi(x_i)$ , и т. д.

Напр., гамильтониан системы нерелятивистских частиц с центр. их взаимодействием  $\Phi(r_1, r_2) = \Phi(r_1 - r_2)$ , находящихся во внеш. поле  $U(r)$ , в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} \frac{\hbar^2 k^2}{2m} a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} u^*(x) a_{\mathbf{k}+\mathbf{x}}^+ a_{\mathbf{k}} +$$

$$+ \frac{1}{2V} \sum_{\mathbf{x}, \mathbf{k}, \mathbf{k}'} v(x) a_{\mathbf{k}+\mathbf{x}}^+ a_{\mathbf{k}'} - a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}'},$$

где  $v(x)$  и  $u(x)$  — фурье-образы потенциалов  $\Phi$  и  $U$ , причём для частиц со спином нижний индекс у  $a^+$  и  $a$  помимо волнового вектора  $\mathbf{k}$  включает и спиновый индекс  $s$ :  $k = (\mathbf{k}, s)$ ,  $k + \mathbf{x} = (\mathbf{k} + \mathbf{x}, s)$  и т. д. Каждое слагаемое этого О. имеет наглядный смысл: общая кинетич. энергия представлена как сумма по всем  $\mathbf{k}$  кинетич. энергий  $\hbar^2 k^2 / 2m$ , умноженных на числа частиц  $a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} = n_{\mathbf{k}}$  с этой энергией, каждое слагаемое из второй суммы учитывает рассеяние частицы  $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{x}$  на фурье-компоненте внеш. поля  $u(x)$ , а из третьей суммы — рассеяние двух частиц  $(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \rightarrow (\mathbf{k} + \mathbf{x}, \mathbf{k}' - \mathbf{x})$  на фурье-компоненте потенциала их взаимодействия  $v(x)$ .

Помимо модели прямого взаимодействия частиц, возможной только в релятивистской теории, рассматривается взаимодействие частиц с разл. полями, переносящими это взаимодействие: в электродинамике с эл. магн. полем (полем фотонов), в статистич. физике — с полем фононов и т. д. В гамильтониан системы в этом случае необходимо добавлять свободную энергию этого поля  $\sum_{\mathbf{k}} \omega(\mathbf{k}) b^+ b_{\mathbf{k}}$  и О. взаимодействия его с частицами системы, имеющий вид

$$\frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{x}} f(x) (a_{\mathbf{k}+\mathbf{x}}^+ a_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{x}} + a_{\mathbf{k}-\mathbf{x}}^+ a_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{x}}^+),$$

причём элементарный акт этого взаимодействия имеет характер рассеяния частицы с испусканием (или поглощением) кванта поля  $b$ . Подобные наглядные представления о взаимодействии послужили одним из стимулов развития диаграммной техники в квантовой теории поля и в квантовой статистике.

О. энергии и производные О. по времени. В квантовой теории О. энергии определяется как первая производная по времени,  $\hat{\mathcal{E}} = \hbar \partial / \partial t$ . С его помощью записываются ур-ние Шрёдингера — осн. ур-ние квантовой механики, являющиеся ур-нием движения для волновой ф-ции,  $(\hat{\mathcal{E}} - \hat{H})\psi(t) = 0$ . После подстановки  $\psi(t) = \exp(-i\hat{\mathcal{E}}t/\hbar)\psi$  оно превращается в ур-ние на состав. значения гамильтониана,  $(\hat{\mathcal{E}} - \hat{H})\psi = 0$ , и определяет стационарные состояния системы. О. производной по времени  $\hat{F}$  ф-ции величини  $F$  определяется в соответствии с ур-нием движения для  $\psi$  как

$$\hat{F} \equiv \frac{\partial \hat{F}}{\partial t} = \frac{\partial \hat{F}}{\partial t} + [i\hat{H}, \hat{F}],$$

что позволяет определять в квантовой механике О. величин типа скоростей, ускорений и т. д. Если величина  $F$  не зависит явно от времени и коммутатор  $[i\hat{H}, \hat{F}] = 0$ , то эта величина является интегралом движения.

В релятивистской теории помимо ур-ний, содержащих О.  $\hat{\mathcal{E}}$  в первой степени, напр. Дирака уравнение  $(\hat{\mathcal{E}} - H_D)\psi = 0$ , используются ур-ния второго порядка по  $\hat{\mathcal{E}}$  (Клейна—Гордона уравнение),  $[\hat{\mathcal{E}}^2 - (c\hat{p}^2 + mc^2)]\psi = 0$ , для однокомпонентной  $\psi$ -функции частицы без спина, а также для векторных 4-компонентных ф-ций и тензорных более высокого ранга. Оператор  $\hat{\mathcal{E}}$  можно рассматривать как нулевою компоненту релятивистского О. энергии-импульса  $\hat{P}_{\mu} = (\hat{\mathcal{E}}, c\hat{p})$ ,  $\mu = 0, 1, 2, 3$ , что по-



зволет использовать для релятивистских ур-ний удобную лоренц-ковариантную запись.

**Различные временные представления О.** Рассмотренная выше схема квантовой теории, когда не зависящей от времени динамич. величине  $F$  ставится в соответствие также не зависящий от  $t$   $\hat{F}$ , а эволюция системы целиком определяется увеличением волновой ф-ции, подчиняющейся ур-нию Шрёдингера, формальное решение к-рого можно представить как

$$\psi(t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t-t_0)\right\}\psi(t_0),$$

наз. *Шрёдингера представлением* для  $\hat{O}$  и ф-ций состояния. Из возможных др. временных представлений отметим два, широко используемых в квантовой теории. В *Гейзенберга представлении*  $\psi$ -функция является пост. вектором; полагая в приведенной выше ф-ции  $t_0 = 0$ , можно представить эту ф-цию как пач. значение рассмотренной ранее  $\psi^{(H)} = \psi(0)$ , а зависимость от  $t$  переносится на  $\hat{O}$  динамич. величии:

$$\hat{F}^{(H)}(t) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}\hat{F}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\},$$

ур-ние движения для к-рых имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\hat{F}^{(H)}(t) = [\hat{H}, \hat{F}^{(H)}(t)].$$

Для построения *взаимодействующего представления* существование разделение  $\hat{H}$  на части,  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$ , связанное обычно с применением теории возмущений. В этом временном представлении зависимость  $\hat{F}$  от  $t$  определяется с помощью нулевого гамильтониана:

$$\hat{F}^{(I)}(t) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\}\hat{F}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\},$$

а эволюция волновой ф-ции

$$\psi^{(I)}(t) = \exp\left\{i(\hat{H}'/\hbar)t\right\}\psi(t)$$

определяется  $\hat{O}$   $\hat{H}'^{(I)}$ :

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi^{(I)}(t) = \hat{H}'^{(I)}(t)\psi^{(I)}(t),$$

причём формальное решение этого ур-ния можно записать как

$$\psi^{(I)}(t) = S(t, t_0)\psi^{(I)}(t_0),$$

где оператор  $S$ -матрицы (наз. *матрицей рассеяния*)

$$S(t, t_0) = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t\right\}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t-t_0)\right\}\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0 t_0\right\}.$$

**Матрица плотности, матрица рассеяния и другие О.** Наряду с  $\hat{O}$ , непосредственно связанными с определенными физ. переменными, в квантовой теории используются  $\hat{O}$ , к-рые определяют все свойства системы, включая её состояние, или ряд её свойств. Выше предполагалось, что состояние квантовомехан. системы фиксируется с помощью волновой ф-ции, представляемой вектором  $\Phi(t) = \{\Phi_n(t)\}$ . Если этому т. в. *чистой состоянию* поставить в соответствие  $\hat{O}$   $\rho(t)$  с матричными элементами  $\langle n|\rho|m\rangle = \Phi_n^*(t)\Phi_m(t)$ , то ср. значения физ. величии  $F$  запишутся как

$$\bar{F} = \sum_{n,m} \langle n|\rho|m\rangle \langle m|F|n\rangle = \text{Sp}\{\rho\hat{F}\},$$

а сам  $\hat{O}$   $\rho(t)$  в соответствии с ур-нием Шрёдингера для  $\Phi(t)$  будет удовлетворять ур-нию

$$i\hbar\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = \hat{H}\rho - \rho\hat{H}$$

и иметь формальное решение в виде

$$\rho(t) = \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}\rho(0)\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right\}.$$

$\hat{O}$   $\rho$  наз. *матрицей плотности*. Он характеризует систему и в случаях, когда она находится в т. н. *смешанном состоянии*, что существенно, напр., при рассмотрении статист. систем. Матричное представление  $\hat{O}$   $\rho$  может быть определено в смешанном представлении (напр., в координато-импульсном), что невозможно в традиц. квантовой механике, оперирующей с чистыми квантовомехан. состояниями.  $\hat{O}$   $\rho(t)$  доускает помимо шрёдингеровского и иные временные представления.

$\hat{O}$   $S$ -матрицы (и его модификаций, включая температурные варианты) определяет изменение свойств системы по отношению к нек-рому известному «исходному» состоянию, напр. к состоянию с «выключенным» взаимодействием частиц  $\hat{H}_1$  (для этого в  $\hat{H}_1$  добавляют фактор  $\exp\{-\varepsilon|t|\}$ ,  $\varepsilon > 0$ ,  $\varepsilon \rightarrow 0$ , обеспечивающий выключение взаимодействия при  $t \rightarrow \pm\infty$ ). Тогда для конечного  $t$  ( $t_0 \rightarrow -\infty$ ) введённый ранее  $\hat{O}$  можно представить как бесконечный ряд, записываемый условно в виде т. н.  $T$ -экспоненты, т. е. упорядоченного по временным аргументам (см. *Хронологическое произведение*) степенного её разложения:

$$S(t) = T \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_{-\infty}^t \hat{H}_1(\tau) d\tau\right\} = \\ = \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^n \int_{-\infty}^t d\tau_1 \int_{-\infty}^{\tau_1} d\tau_2 \dots \int_{-\infty}^{\tau_{n-1}} d\tau_n \hat{H}_1^{(I)}(\tau_1) \dots \hat{H}_1^{(I)}(\tau_n).$$

Этот ряд служит основой для построения приближений в рамках теории возмущений по  $\hat{H}_1$ .

$\hat{O}$   $T$ -матрица, родственной  $\hat{O}$   $S$ , на простейшем примере задачи двух тел (задачи рассеяния) модифицирует падающую на бесконечности на рассеивающий центр  $\hat{H}_1$   $\psi = \Phi(r)$  плоскую волну  $\varphi(r)$  в рассеивающую волну  $\psi_k$  (в соответствии с граничными условиями квантовомехан. задачи рассеяния), так что  $\hat{H}_1\psi^* = \text{тр}$ . Ур-ние Шрёдингера, записанное в терминах  $t$ - $\hat{O}$ , в его формальное решение имеют вид

$$t = \hat{H}_1 + \hat{H}_1 \frac{1}{\rho - \hat{H}_0 + i\varepsilon} t; \quad t = \hat{H}_1 + \hat{H}_1 \frac{1}{\rho - (\hat{H}_0 + \hat{H}_1) + i\varepsilon} \hat{H}_1.$$

В случаях, когда потенциал  $\Phi(r)$  не имеет фурье-образа (напр., при взаимодействии твёрдых сфер конечного радиуса), а использование импульсного варианта представления вторичного квантования всё же рационально, импульсное представление  $t$ - $\hat{O}$  заменяет несуществующую величину  $\nu(q)$ , причём при малых передачах импульса  $|q|$  матричный элемент  $t$ - $\hat{O}$  выходит на константу, пропорц. *длине рассеяния*  $a$ :

$$\nu(|q|) = \langle p + |q\rangle, p' - |q| | \Phi(r) | p, p' \rangle \rightarrow \\ \rightarrow -\langle p + |q\rangle, p' - |q| | t | p, p' \rangle \approx 2\pi a \delta^2/m.$$

**О. преобразований.** В квантовой теории такие  $\hat{O}$  широко используются для осуществления переходов к др. представлениям и координатам, для трансляций и поворотов в разд. пространствах, сдвига во времени, дискретных преобразований самого разного физ. содержания. Рассмотрим нек-рые из них.

Пусть  $\psi = \{\psi_n(x)\}$  — система базисных ф-ций, определяющих нек-рое  $\rho$ -представление  $\hat{O}$  и волновых ф-ций, а  $\psi' = \{\psi'_n(x)\}$  — др. базисная система, соответствующая  $\alpha$ -представлению. Переход от одной системы к другой

$$\psi'_n(x) = \sum_m \psi_m(x) \langle n|U|m\rangle,$$

где

$$\langle n|U|\alpha\rangle = \int \psi_n^*(x)\psi'_\alpha(x) dx,$$

можно символически записать с помощью линейного унитарного  $\hat{O}$   $U$ , матричное представление к-рого при-

ведено выше, как  $\psi' = \psi U$ . Условие унитарности  $U^+U = I$  является следствием ортонормированности базисных ф-ций  $\psi$  и  $\psi'$ . Т. к. обратный  $O. U^{-1} = U^+$ , то обратное преобразование имеет вид  $\psi = \psi' U^+$ . Обозначая символом  $F$  матричное представление  $O. \hat{F}$  в  $n$ -представлении  $\langle n | F | n' \rangle$  и символом  $\hat{F}'$  матрицу  $\langle \alpha | F' | \alpha' \rangle$ , будем иметь в компактной записи правило преобразования  $O.$  динамики, переменной от одного представления к другому в виде  $F' = U^+ F U$ . Преобразование ф-ции состояния, определяемое в  $n$ -представлении совокупностью компонент  $\Phi = \{\Phi_n\}$ , а в  $\alpha$ -представлении — совокупностью итрихованных компонент  $\Phi' = \{\Phi'_\alpha\}$ , записывается как  $\Phi' = U^+ \Phi$ .

Унитарные преобразования  $U$  сохраняют нормировку волновых ф-ций, свойство их ортогональности, порядок действия  $O.$  динамики, величину, сумму их диагональных элементов

$$\text{Sp} \hat{F}' = \sum_n \langle n | F | n \rangle = \sum_\alpha \langle \alpha | F | \alpha \rangle = \text{Sp} F'$$

в т. д. Проблему определения собств. значений  $O. F$  можно свести к проблеме построения такого  $O. U$ ,  $n$ -рый превращал бы матрицу  $\langle n | F | n' \rangle$  в диагональную:  $\langle \alpha | F' | \alpha' \rangle = f_\alpha \Delta(\alpha - \alpha')$ .

Примеры  $O.$  преобразований приводились выше. Так, переход к представлению Гейзенберга осуществлялся с помощью  $O. U = \exp(-iHt/\hbar)$ , к представлению взаимодействия — с помощью  $U = \exp(-iH_0 t/\hbar)$ , переход от координатного представления к импульсному (в одномерном случае) производится с помощью непрерывной матрицы  $\langle x | U | p \rangle = (1/\sqrt{2\pi\hbar}) \exp(ipx/\hbar)$  и т. д.

$O. U$  используются при преобразовании систем координат. При рассмотрении непрерывных преобразований (сдвиг, вращение) достаточно ограничиться бесконечно малым преобразованием данного типа. Напр.,  $O.$  бесконечно малого смещения координат непосредственно определяются первыми членами разложения ф-ции  $\psi$  в ряд Тейлора:

$$\psi(r + \delta r) = [1 + (i/\hbar) \delta r \hat{p}] \psi(r),$$

откуда для  $O.$  конечной трансляции  $U_{r_0} \psi(r) = \psi(r + r_0)$  получаем  $U_{r_0} = \exp(i r_0 \hat{p} / \hbar)$ . Аналогичная процедура с бесконечно малым смещением во времени приводит для конечного сдвига на  $\Delta t$  к известному результату:

$$\psi(t + \Delta t) = \exp(-i \hat{H} \Delta t / \hbar) \psi(t)$$

[в представлении взаимодействия]

$$\psi'(t + \Delta t) = S(t + \Delta t, t) \psi'(t),$$

где  $S(t_1, t_2) - S$ -матрица. При бесконечно малом повороте на угол  $\delta\varphi$  на скалярную ф-цию  $\psi(r)$  действует  $O. (1 + i\delta\varphi M/\hbar)$ , а для частицы со спином  $O. (1 + i\delta\varphi \hat{J}/\hbar)$ .  $O.$  конечного поворота, как видно из этих ф-л, представляются матрицами  $(2j + 1)$ -го ранга. В релятивистской теории при бесконечно малых поворотах в четырёхмерном пространстве на угол  $\delta\omega$  (при Лоренца преобразованиях)  $z'_\mu = \alpha_{\nu\mu} z_\nu = z_\nu + \delta\omega_{\nu\mu} z_\nu$ .  $O.$  преобразования ф-ции состояния можно записать как  $U = 1/2 R_{\nu\mu} \delta\omega_{\nu\mu}$ , где для четырёхкомпонентовой ф-ции фермиона  $\psi. O. R_{\nu\mu}$  целком выражается с помощью Дирака матриц  $\gamma_\mu$  в виде  $R_{\nu\mu} = -R_{\mu\nu} = 1/4 (\gamma_\nu \gamma_\mu - \gamma_\mu \gamma_\nu)$ .

Дискретные преобразования  $U$  связаны не только с преобразованиями типа отражений в пространстве и времени, но и с изменением дискретных величин, таких как электрич. заряд, барионное число, странность, очарование, цвет и т. д. Приведём примеры  $O.$  дискретных преобразований, использующихся в теории релятивистских ферми-частиц,  $n$ -рые несложным образом выражаются через  $\gamma_\mu$ : пространственная инверсия ( $r' \rightarrow -r$ ,

$z'_0 = -z_0$ ) —  $U = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$ , полная инверсия ( $r' \rightarrow -r$ ,  $z'_0 = -z_0$ ) —  $U = i\gamma_5$ , где  $\gamma_5 = -i\gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$ . Возможны и др. законы преобразования  $\psi$  при отражениях; напр.,  $r' \rightarrow -r$  возможны (помимо упомянутого) ещё три варианта преобразования волновой ф-ции:  $U = -i\gamma_0, U = \pm \gamma_0$  (так преобразуются при отражениях  $\psi$ -функции на, левсеديوирам). Аналогичные варианты существуют и для законов преобразования при др. отражениях. К дискретным преобразованиям примыкает операция *зарядового сопряжения*, имеющая вид  $U_C = \alpha = \gamma_0 \beta$ .

$O.$  перестановок. Такие  $O.$  необходимы при рассмотрении систем двух и более одинаковых частиц. С помощью простейшего  $O.$  перестановки индексов двух частиц

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{ij} \psi(x_1, \dots, x_i, \dots, x_j, \dots, x_N) &= \\ &= \psi(x_1, \dots, x_j, \dots, x_i, \dots, x_N) \end{aligned}$$

можно построить любой  $O.$  перестановки  $\mathcal{P}$  этих индексов, представив его как произведение парных перестановок:  $\mathcal{P} = \mathcal{P}_{ij}$ . Оператор  $\mathcal{P}_{ij}$  линейен,

$$\mathcal{P}_{ij}(\psi + \psi') = \mathcal{P}_{ij}\psi + \mathcal{P}_{ij}\psi',$$

симметричен,  $\mathcal{P}_{ij} = \mathcal{P}_{ji}$ , совпадает с обратным,  $\mathcal{P}_{ij}^{-1} = \mathcal{P}_{ij}$ , унитарен,  $\mathcal{P}_{ij}^2 = I$ . Т. к. в системе одинаковых частиц  $O.$  перестановки их индексов не изменят ни  $O.$  динамики, величин (в частности, гамма-тонна система  $\hat{H}, t$ , е.  $\hat{H} I - \hat{H} \mathcal{P} = 0$ ), ни граничных и др. дополнит. условий, то волновые ф-ции  $\psi$  и  $\mathcal{P}_{ij}\psi$ , отличающиеся расположением двух индексов частиц у их аргументов, удовлетворяющие одной и той же системе ур-ний и дополнит. условий, описывают одно и то же микроскопич. состояние, т. е.  $\mathcal{P}_{ij}\psi = \lambda \psi$ , где  $\lambda = \exp(i\alpha)$  — фазовый множитель. Повторное применение к этому соотношению  $O. \mathcal{P}_{ij}$  определяет для собств. значения  $\lambda. O. \mathcal{P}_{ij}$  условие  $\lambda^2 = 1$ , т. е.  $\lambda = \pm 1$  — ф-ция состояния системы одинаковых частиц по отношению к перестановкам их индексов либо симметрична,  $\mathcal{P}\psi = \psi$  (случай системы бозе-частиц), либо антисимметрична,  $\mathcal{P}\psi = (-1)^l \psi$  (случай системы ферми-частиц), где  $l$  — число парных перестановок  $\mathcal{P}_{ij}$ , на к-рые распадается данная перестановка  $\mathcal{P}$ . При этом

виду того, что  $[\hat{H}, \mathcal{P}] = 0$ , характер симметрии волновой ф-ции является пост. свойством данной системы. Для двух ферми-частиц  $O.$  перестановки имеет вид  $\mathcal{P}_{12} = \mathcal{P}_{12}(0) \mathcal{P}_{12}(\tau) \mathcal{P}_{12}(\tau')$ , где  $\mathcal{P}_{12}(0), \mathcal{P}_{12}(\tau), \mathcal{P}_{12}(\tau')$  — соответственно  $O.$  обмена спинами, зарядами и координатами. Т. к. для ферми-систем  $\mathcal{P}_{12} = -1$ , то для  $O.$  перестановки фермионов местами  $\mathcal{P}_{12}(\tau) = -\mathcal{P}_{12}(0) \mathcal{P}_{12}(\tau')$ , где  $\mathcal{P}_{12}(0) = 1/2(1 + \sigma_1 \sigma_2), \mathcal{P}_{12}(\tau) = 1/2(1 + \tau_1 \tau_2), \sigma_1, \sigma_2$  — матрицы Паули, действующие на спиновые переменные  $1/2$ -й частиц, а  $\tau_1, \tau_2$  — совпадающие по виду с матрицами Паули операторы *изотопического спина*.

$O.$  проектирования вводятся при необходимости выделить из всего класса допустимых волновых ф-ций  $\Psi(x)$  подпространство ф-ций  $\psi(x)$ , удовлетворяющих определённым дополнит. требованиям (напр., подпространство ф-ций с к.-л. дополнит. ограничением на числа заполнения или ф-ций, ортогональных к заданной, и т. д.). Вследствие принципа суперпозиции любую  $\Psi(x)$  можно представить как  $\Psi(x) = c\psi(x) + \psi(x)$  и выделить первое слагаемое с помощью проекционного  $O. P_\psi$ , определив его как  $P_\psi \Psi = c \psi$ , где

$$c = \int \psi^*(x) \Psi(x) dx, \quad \int \psi^*(x) \psi(x) dx = 1.$$

Из свойств  $P_\psi$  отметим его линейность и свойство  $P_\psi^2 = P_\psi$ . Ввиду отсутствия взаимной однозначности в сопоставлении  $\Psi \rightarrow \psi. O.$  проектирования  $P_\psi$  не имеет обратного себе  $O. P_\psi^{-1}$ . Следует отметить, что  $O.$  матрицы плотности  $\rho$  по природе своей является проекци-

онным  $O$ . — для чистого состояния  $\Phi$ , когда  $\langle n' | \rho | n \rangle = \delta_{n'n}$ , он просто совпадает с  $O$ . проектирования на это состояние:  $R\Phi = \rho$ .

Лит. см. при ст. Квантовая механика, Квантовая теория многих частиц, Квантовая теория поля, Квантовая хромодинамика. И. А. Басинков.

**ОПЕРАЦИИ СИММЕТРИИ** (преобразования симметрии) — пространств, преобразования объекта (кристалла), при  $k$ -рых он совмещается сам с собой. К  $O$ . с. относятся: поворот вокруг оси симметрии, отражение от плоскости симметрии, инверсия относительно центра симметрии, зеркальный поворот вокруг оси симметрии, а также операции дискретных переносов — трансляций. Совокупность  $O$ . с. данного объекта является его группой симметрии. Подробнее см. *Симметрия кристаллов*.

**ОПЕРАЦИОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ** — усилитель электрических колебаний (УЭК) с внеш. цепями, предназначенный для выполнения нек-рых линейных операций (суммирование, интегрирование, дифференцирование и др.). Часто название « $O$ . у.» относят к самим УЭК, к-рые обычно выполняются в виде серийно выпускаемых микросхем. Структурная схема типового  $O$ . у. содержит входной дифференц. каскад, осн. усилитель и выходной каскад с малым выходным сопротивлением.  $O$ . у. имеет два входа: неинвертирующий (+) и инвертирующий (-); соответственно входное напряжение усиливается без смены или со сменой полярности.  $O$ . у. питается от источника биполярного (симметричного относительно корпуса) напряжения  $\pm E$ .

Гл. требования, предъявляемые к характеристикам  $O$ . у.: высокий коэф. усиления  $k = 10^3 - 10^6$ ; большое входное сопротивление  $R_{вх}$  (до 100 Ом) и малое выходное сопротивление  $R_{вых}$  ( $\sim 10^2$  Ом); нулевое значение выходного напряжения при нулевом входном и симметричное уменьшение выходного напряжения в обе стороны в нек-ром диапазоне  $\pm U_{max}$ , близком к  $\pm E$ ; малый дрейф нуля, обусловленный изменениями внеш. условий и нестабильностью эдс источника; малый уровень собств. шумов; сильное ( $\sim 60$  дБ) подавление синфазной составляющей, т. е. малое значение отношения выходного напряжения к входному, поданному одновременно на оба входа; широкая полоса пропускания (от 0 до 100 МГц). Выполнение этих требований обеспечивает возможность каскадного включения  $O$ . у., высокую точность выполнения операций и универсальность применения. Обычно УЭК охватывают отрицательной обратной связью с выхода на инвертирующий вход. Поскольку  $R_{вх}$  и  $k$  велики, в рабочем (линейном) режиме напряжения на обоих входах  $O$ . у. практически одинаковы и почти не отличаются от 0 (виртуальный ноль).

В суммирующем  $O$ . у. при подаче сигналов на инвертирующий вход (рис. 1)

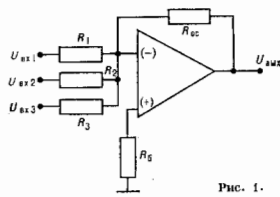


Рис. 1.

$$U_{вых} = -(R_1 U_{вх1} / R_{0c} + R_2 U_{вх2} / R_{0c} + R_3 U_{вх3} / R_{0c}).$$

К неинвертирующему входу иногда подключают балансирующий резистор  $R_6 \sim R_{0c}$ . Входное сопротивление такой схемы со стороны источника сигнала при одном входе  $U_{вх1}$ ,  $R_{вх} \sim R_1$ . При использовании неинвертирующего входа (рис. 2)  $U_{вых} = U_{вх}(1 + R_{0c}/R_1)$ . Посколь-

ку входное сопротивление такой схемы велико, её иногда используют для согласования выхода высокоомного генератора с низкоомной нагрузкой (при  $R_{0c} \ll R_1$  как повторитель напряжения).

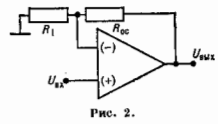


Рис. 2.

В схеме, изображенной на рис. 3,  $U_{вых} = -R_{0c} U_{вх} / (R_1 + R_2 + R_1 + R_{0c}) U_{вх} / R_1 (R_2 + R_3)$  при  $R_1 = R_2 = R_{0c}$ ,  $U_{вых} = U_{вх2} - U_{вх1}$  (дифференц. схема).

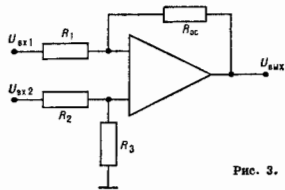


Рис. 3.

С помощью  $O$ . у. можно осуществить операции интегрирования и дифференцирования (с одним, суммированием). В схеме интегрирования (рис. 4, а)

$$U_{вых} = -K_{ин} \int U_{вх1}(t) dt - K_{ин2} [U_{вх2}(t) dt,$$

где  $K_{ин} = 1/R_1 C_{0c}$ ,  $K_{ин2} = 1/R_2 C_{0c}$ . В схеме дифференцирования (рис. 4, б)

$$U_{вых} = -K_{д1} dU_{вх1}/dt - K_{д2} dU_{вх2}/dt,$$

где  $K_{д1} = R_{0c} C_1$ ,  $K_{д2} = R_{0c} C_2$  (см. также Дифференцирующая цепь, Интегрирующая цепь).

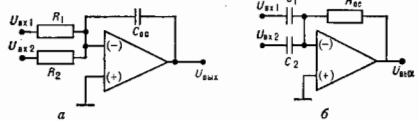


Рис. 4.

В схемах, приведенных на рис. 1—4, должен сохраняться линейный режим, т. е. напряжение на выходе не должно достигать границ  $\pm U_{max}$ . Используя комбинации внеш. элементов, строят модели реал. линейных динамич. систем (электронные аналоговые модели). В электронных схемах  $O$ . у. применяют для преобразования и фильтрации сигналов, в т. ч. импульсных (напр. для преобразования прямоугольных напряжений в пилообразные и обратно).  $O$ . у. применяют также для генерирования колебаний (в т. ч. импульсных), при этом используют нелинейные режимы  $O$ . у. (выходное напряжение за пределами  $\pm U_{max}$ ).  $O$ . у. используют также в аналоговых вычислит. машинах, где с их помощью выполняют линейные операции и нелинейные преобразования (возведение в степень, перемножение и др.). Иногда используют также гидравлич., пневматич., магн. и др.  $O$ . у.

Лит.: Алексеев А. Г., Шагури И. И., Микросхемостроения, М., 1982. В. Х. Иривичий.

**ОПЕРЕЖАЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ** — потенциалы, изменения к-рых в точке наблюдения опережают по времени изменения источников. Если последние считать причиной, а первые — следствием, то  $O$ . п. не удовлетворяют классич. принципу причинности, согласно к-рому причина, вызывающая к-л. движение, должна предшествовать совершению этого движения.

Однако, если отвлечься от критерия причинности, то О. п. часто являются решениями, формально равноправными с западающими потенциалами. Впервые О. п. были введены для полей, возбуждаемых зарядами и токами в вакууме. В частности, неоднородное волновое уравн. описывающее поведение скалярного потенциала  $\varphi$  при изменении плотности заряда  $\rho$ ,

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho, \quad (1)$$

имеет два равноправных частных решения:

$$\varphi_{\pm}(r, t) = \int \frac{\rho(r', t' \mp |r - r'|/c)}{|r - r'|} dV', \quad (2)$$

где верхний знак относится к западающим потенциалам, а нижний — к О. п. Существует неск. критериев отбора физически реализуемых решений, не сводящихся к чисто словесным обращениям к принципу причинности. Один из них состоит в формулировке условий излучения при неограниченном удалении от источника, позволяющих исключать поля, привносящие энергию извне, т. е. от др., несуществующих источников. Этот критерий удобен для задач типа (1), (2), описывающих поля в вакуумно-подобных, т. е. однородных недиспергирующих средах. Др. критерий, более универсальный, применимый к более общим, чем (1), (2), моделям, состоит во внесении (формальном) в окружающую среду небольшого неомогат. поглощения и наз. иногда принципом предельного поглощения. Небольшое поглощение тоже исключает решения типа О. п., к-рые могут имитироваться решениями типа западающих потенциалов, создаваемых бесконечно удалёнными источниками. Наконец, наиб. общим критерием, применяемым и к нестационарным средам, является обращение к задаче Коши о включении источника с постепенным выходом его на нужный режим зависимости от времени.

Существуют, однако, ситуации, в к-рых О. п. не противоречат принципам причинности и должны фигурировать в физически осуществимых решениях. Так, в средах с аномальной дисперсией возможно существование т. н. обратных волн (гармонических или квазигармонических), фазовые и групповые скорости к-рых направлены противоположно. В этом случае решение, уносящее энергию от источника (критерий излучения Манделштама), формально записывается через потенциалы, фазовые фронты к-рых сбегают в направлении к источнику, а не «убегают» от него. В сложных дисперсионных средах с пространств. и временной дисперсией возможны случаи одновременно привлечения решений с западающими и О. п.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Волотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (геоэлектрические среды), в кн.: Зингеровский сборник, 1974, М., 1976; Излучения условия, в кн.: Математическая физика, т. 2, М., 1976. М. А. Миллер, Е. В. Суверов.

**ОПРЕДЕЛИТЕЛЬ** (детерминант) квадратной матрицы  $A$  порядка  $n$ ,  $\det A$  — многочлен, каждый член к-рого является произведением  $n$  элементов матрицы  $A$ , причём в каждой строке и каждого столбца матрицы в произведении входит лишь один сомножитель, т. е. многочлен вида  $\det A = \sum (-1)^{\sigma} a_{1j_1} a_{2j_2} \dots a_{nj_n}$ , где сумма берётся по всем перестановкам  $j_1, j_2, \dots, j_n$  чисел 1, 2, ...,  $n$ ; число  $\sigma$  равно числу инверсий в перестановке  $j_1, j_2, \dots, j_n$ , т. е. числу случаев, когда большее число стоит перед меньшим. О. содержит  $n!$  членов, из к-рых половина берётся со знаком  $+$  и половина со знаком  $-$ . Число  $n$  наз. порядком О. Определитель матрицы  $A$  обозначается также  $|A|$  или  $|a_{ij}|$ . О. обладают рядом важных свойств, к-рые облегчают их вычисление. 1) Величина  $\det A$  не изменяется: а) если строки и столбцы  $A$  поменять местами, т. е.  $\det A = \det A'$ , где  $A'$  — матрица, транспонированная к  $A$ ; б) при чётном числе перемест. любых двух строк (столбцов)  $A$ ; в) если к элементам любой строк (столбца) прибавить соответствующие

элементам другой строк (столбцов) (соответственно столбца), умноженные на одно и то же число. 2) О. меняет знак, если в  $A$  провести нечётное число перемест. местами любых двух строк (столбцов). 3) О. равен нулю, если: а) все элементы к.-л. строк (столбцов) равны нулю; б) соответствующие элементы к.-л. двух строк (столбцов) равны или пропорциональны. 4) Общий множитель всех элементов строк (столбца) можно вынести за знак О. 5) Если какой-либо элемент к.-л. строки (столбца) есть сумма двух слагаемых, то О. равен сумме двух О., причём в одном из них соответствующая строка (столбец) состоит из первых слагаемых, а в другом — из вторых слагаемых. 6) О. можно разложить по элементам к.-л. строки (столбца). Напр., разложение О. по элементам  $i$ -й строки имеет вид:  $|A| = a_{i1}A_{i1} + a_{i2}A_{i2} + \dots + a_{in}A_{in}$ . Коэф.  $A_{ij}$ , стоящий при элементе  $a_{ij}$  в этом разложении наз. алгебр. дополн. к элементу  $a_{ij}$  и обозначается  $A_{ij}$ ;  $A_{ij} = \partial|A|/\partial a_{ij}$ ,  $A_{ij}$  равен произведению  $(-1)^{i+j}$  на О. порядка  $n-1$ , полученный из данного О. вычеркиванием  $i$ -й строки и  $j$ -го столбца. 7) Из определения произведения матриц следует, что  $\det(AB) = \det A \det B$ , где  $A$  и  $B$  — квадратные матрицы одного и того же порядка. 8)  $\det A^* = \det A = (\det A^*)^*$ ,  $\det A^{-1} = (\det A)^{-1}$  при  $\det A \neq 0$  ( $A^*$  — матрица, эрмитово сопряжённая к  $A$ , \* — комплексное сопряжение).

Нек-рые спец. О.: для ф-ции  $f(x_1, \dots, x_n)$  гесссианом наз.  $|\partial^2 f/\partial x_i \partial x_j|$ , для  $n$  ф-ций  $f_1(x_1, \dots, x_n)$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) якобианом наз. О.  $|\partial f_i/\partial x_j|$ , определителем Вронского наз. О. матрицы, в к-рой элементами первой строки являются  $n$  функций  $v_1(x), v_2(x), \dots, v_n(x)$ , а их к-роепроизводные являются элементами  $(k+1)$ -й строки ( $k = 1, 2, \dots, n-1$ ). Определителем Грама наз. О. матрицы, элементы к-рой — скалярные произведения  $(u_i, u_j)$   $l$  векторов  $u_1, u_2, \dots, u_n$  в пространстве размерности  $n$ . Лит.: см. при ст. Матрица. С. И. Азаков.

**ОПТИКА** (от греч. *optiké* — наука о зрительных восприятиях) — раздел физики, в к-ром изучаются оптическое излучение (свет), его распространение и явления, наблюдаемые при взаимодействии света и вещества. Оптич. излучение представляет собой эл.-магн. волны, и поэтому О. — часть общего учения об эл.-магн. поле. Оптич. диапазон длин волн  $\lambda$  охватывает ок. 20 октав и ограничен с одной стороны пертг. лучами, а с другой — микроволновым диапазоном радиолучения. Такое ограничение условно и в значит. степени определяется общностью техн. средств и методов исследования явлений в указанном диапазоне. Для этих средств и методов характерны формирование оптич. изображений предметов, основанное на волновых свойствах излучения, с помощью приборов, линейные размеры к-рых много больше длины волны  $\lambda$  излучения, а также применение приёмников света, действие к-рых основано на квантовых свойствах (см. ниже). По традиции О. принято подразделять на геометрическую, физическую и физиологическую.

**Геометрическая О.**, не рассматривая вопрос о природе света, исходит из эмпирич. законов его распространения и использует представление о световых лучах, преломляющихся и отражающихся на границах сред с разными оптич. свойствами и преломляющих в оптич. средах однородной среде.

Методы геом. О. позволяют изучать условия формирования оптич. изображений объекта как совокупности изображений отд. его точек и объяснить мн. явления, связанные с прохождением оптич. излучения в разл. средах, в т. ч. неоднородных (напр., искривление лучей в земной атмосфере вследствие неопостоянства её показателя преломления, образование миражей, радуг). Наиб. значение геом. О. (с частичным привлечением волновой О., см. ниже) имеет для расчёта и конструирования оптич. приборов — от очковых линз до сложных объективов и огромных астр. инструментов. Благодаря развитию вычислит. математики и применению совр.

вычислит. техники такие расчёты достигли высокого совершенства и сформировалось отд. направление, получившее назв. вычислительной опти.

По существу отбрасывается от физ. природы света и *фотометрия*, посвящённая гл. обр. измерению световых величин. Фотометрия представляет собой методич. основу исследования процессов испускания, распространения и поглощения излучения по результатам его действия на приёмники излучения. Ряд задач фотометрии решается с учётом закономерностей восприятия человеком светом глазом света и его отд. цветовых составляющих. Изучением самих этих закономерностей занимается физиологич. опти., смыкающаяся с биофизикой и психологией и исследующая механизмы зрения.

Физическая опти. рассматривает проблемы, связанные с процессами испускания света, природой света и световых явлений. Утверждение, что свет есть поперечные эл.-магн. волны, явилось результатом огромного числа эксперим. исследований *дифракции света*, *интерференции света*, *поляризации света*, распространения света в анизотропных средах (см. *Кристаллооптика*, *Оптическая анизотропия*). Совокупность явлений, в к-рых проявляется волновая природа света, изучается в крупном разделе физ. опти. — *волновой оптике*. Её темат. основанием служат общ-ур-ные классич. электродинамики — *Максвелла уравнения*. Свойства среды при этом характеризуются макроскопич. материальными константами — значениями *диэлектрической проницаемости*  $\epsilon$  и *магнитной проницаемости*  $\mu$ , входящими в ур-ния Максвелла в виде коэффициентов. Эти значения однозначно определяют показатель преломления среды:  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ .

Феноменологич. волновая опти., оставленная в стороне вопрос о связи величин  $\epsilon$  и  $\mu$  (определяемых экспериментально) со структурой вещества, позволяет объяснить все эмпирич. законы геом. опти. и установить границы её применимости. В отличие от геометрической, волновая опти. даёт возможность рассматривать процессы распространения света не только при размерах формирующих (или рассеивающих) световые лучи систем, значительно больших длины волны излучения, но и при любом соотношении между ними. Во мн. случаях решение конкретных задач методами волновой опти. оказывается чрезвычайно сложным. Поэтому получила развитие *квантовика*, в к-рой процессы распространения, преломления и отражения волновых пучков с сечением  $\gg \lambda$  описываются геометрически, но учитываются дифракц. вклады в тем самым волновая природа излучения. Формально такой геом. и волновой подходы также объединяются в геом. теории дифракции, в к-рой дополнительно к падающим, отраженным и преломлённым лучам геом. опти. постулируется существование дифракцир. лучей.

Огромную роль в развитии волновой опти. сыграло установление связи величин  $\epsilon$  и  $\mu$  с молекулярной и кристаллич. структурой вещества. Оно позволило выйти далеко за рамки феноменологич. описания оптич. явлений и объяснить все процессы, сопровождающие распространение света в рассеивающих и анизотропных средах и вблизи границ разделов сред с разными оптич. характеристиками, а также зависимость от  $\lambda$  оптич. свойств сред (дисперсию), влияние на световые явления в средах темп-ры, давления, звука, электрич. и магн. полей и мн. др.

В классич. волновой опти. параметры среды считаются не зависящими ни от интенсивности света, ни от времени; соответственно, оптич. процессы описываются линейными дифференц. ур-ниями с пост. коэффициентами. Однако во мн. случаях, особенно при больших интенсивностях световых потоков, это предположение несправедливо: показатель преломления зависит от напряжённости поля световой волны (нелинейная поляризуемость вещества). Это приводит к совершенно новым явлениям и закономерностям, таким как изменение угла прелом-

ления светового пучка на границе двух сред при изменении его интенсивности, сжатие и расширение световых пучков (самофокусировка света и его самодефокусировка), изменение спектрального состава света, проходящего через нелинейную среду (генерация оптич. гармоник), взаимодействие световых пучков в результате модуляции светом величин  $\epsilon$  и  $\mu$  и появление в излучении комбинац. частот (параметрич. явления, см. *Параметрический генератор света*) и т. д. Эти явления рассматриваются *нелинейной оптикой*, получившей большое практ. значение в связи с созданием лазеров.

Хорошо описывая распространение света в материальных средах, волновая опти. не смогла удовлетворительно объяснить процессы его испускания и поглощения. Исследование этих процессов (*фотоэффекта*, фотохим. превращений молекул, закономерностей *спектров оптических* и пр.) в общие термодинамич. соображения о взаимодействии эл.-магн. поля с веществом привели к выводу, что элементарная система (атом, молекула) может испускать или поглощать энергию эл.-магн. поля лишь дискретными порциями (квантами), пропорциональными частоте излучения (в см. *Излучение*). Поэтому световому эл.-магн. полю сопоставляется поток квантов света — фотонов, распространяющихся в вакууме со скоростью света. В простейшем случае энергии, теряемая или приобретаемая изолиров. квантовой системой при взаимодействии с оптич. излучением, равна энергии фотона  $h\nu$ , а в более сложном — сумме или разности энергий виск. фотонов (см. *Многofотонные процессы*). Эффекты, в к-рых при взаимодействии света и вещества проявляются квантовые свойства элементарных систем, рассматриваются *квантовой оптикой* методами, развитыми в квантовой механике и квантовой электродинамике.

Двойственность природы света — наличие у него одновременно характерных черт, присущих и волнам, и частицам, — является частным случаем *корпускулярно-волнового дуализма*. Эта концепция была впервые сформулирована именно для оптич. излучения; она утверждалась как универсальная для всех частей микромира после обнаружения волновых свойств у материальных частиц (см. *Дифракция частиц*) и лишь затем была экспериментально подтверждена для радионалучения (*квантовая электроника*). Открытие квантовых явлений в радиодиапазоне во многом стерло резкую границу между радиофизикой и оптикой. Сначала в радиодиапазоне, а затем в физ. опти. сформировалось новое направление, связанное с генерированием вынужденного излучения и созданием квантовых усилителей и квантовых генераторов излучения (*мазеров и лазеров*). В отличие от неупорядоченного светового поля обычных (тепловых и люминесцентных) источников, излучение лазеров обладает большой временной и пространств. упорядоченностью (*когерентностью*), высокой монохроматичностью ( $\Delta\nu/\nu$  достигает  $\sim 10^{-14}$ , см. *Монохроматическое излучение*), предельно малой, почти *дифракционной* расходимостью пучка и при фокусировке позволяет получать плотности энергии и для кахек др. источников выдряженности электрич. поля, превышающие внутриатомные. Появление лазеров стимулировало пересмотр и развитие традиционных и возникновение новых направлений физ. опти. Оказалось возможным практически реализовать идеи *голографии*, большую роль стали играть исследования статистики излучения (*статистическая оптика*), сформировалась как самостоят. раздел нелинейной оптики, получили развитие методы создания узконаправленных когерентных пучков света и управления ими (*когерентная опти.*), в т. ч. методы и средства автоматич. управления оптич. системами, позволяющие комплексировать искажения световых пучков, проходящих через неоднородные среды (*адаптивная оптика*). В этом плане большой интерес представляет обнаруженное в технич. реализованное в разл. вариантах явление *обращения волнового фронта*. Особую важность приобрело изучение круга явлений, связанных с воздействием интенсивных световых потоков на вещество, 419

и начала быстро развиваться лазерная технология. Развитие лазерной техники привело к новому подходу при создании оптич. элементов и систем и, в частности, потребовало разработок новых оптич. материалов, пропускающих без их повреждений интенсивные световые потоки (с и л о в а О.).

**Практические применения.** Все разделы О. имеют и имеют многочисл. практич. применение. Задачи рационального освещения улиц, помещений, рабочих мест на производстве, зрелищ, историч. и архитектурных памятников и пр. решаются светотехникой на основе геом. О. и фотометрии с учётом законов физиологич. О.; при этом используются достижения физ. О. (напр., для создания люминесцентных источников света) и оптич. технологии (изготовление зеркал, светофильтров, экранов и т. д.). О. решает задачи получения в разл. спектральных областях изображений, соответствующих оригиналам как по геом. форме, так и по распределению яркости. Геом. О. с привлечением физ. О. даёт ответ на вопрос, как следует построить оптич. систему, чтобы каждая точка объекта изображалась также и виде точки при сохранении геом. подобия изображения объекту. Она указывает на источники искажений изображения и их уровень в реальных оптич. системах (см. *Аберрации оптических систем*).

Возможности получения оптич. образов без применения фокусирующих систем рассматривает голография, в основу к-рой положена идея об однозначной связи формы тела с пространственным распределением амплитуды и фазы распространяющихся от него (рассеянных им) световых волн. Для регистрации распределения амплитуды и фаз поля в голографии используется монохроматич. излучение. Поэтому бурное развитие голографии связано с открывшимся в результате разработки лазеров возможностями получать интенсивные когерентные оптич. поля, а также с её широкими практич. применениями (изучение плазмы, исследование деформации тел, распознавание образов, обработка информации и т. д.). Оптич. явления и методы, разработанные в О., широко применяются для анализа, целей и контроля в самых различных областях науки и техники. Особенно большое значение имеют методы *спектрального анализа* и *люминесцентного анализа*, основанные на связи спектров испускания, поглощения и рассеяния со структурой атомов и молекул и внутри- и межмолекулярными взаимодействиями. По виду спектров и их изменению со временем или под действием на вещество выпл. факторов можно установить атомный и молекулярный состав, агрегатное состояние и внутр. структуру вещества, проследить за кинетикой и деталями протекающих в нём физ. и хим. процессов. Совр. развитие спектроскопии тесно связано с использованием лазеров, к-рые не только расширили возможности её классич. разделов, но и привели к развитию нового направления — *линейной и нелинейной лазерной спектроскопии*. Достижения в области генерирования сверхкоротких (пико- и фемтосекундных) световых импульсов определили прогресс *спектроскопии наноосекундных импульсов*, позволяющей исследовать кинетику биологич. процессов внутри- и межмолекулярных процессов, в частности в биол. объектах. Большое практич. значение имеет дистанц. зондирование атмосферы с помощью лазерных устройств (ладары) и определение присутствия в ней малых примесей разл. веществ.

Уникальной чувствительностью обладают измерит. устройства, использующие интерференцию света. *Интерферометры* широко применяют для измерений длин волн и изучения структуры спектральных линий, определения показателей преломления прозрачных сред, абс. и относит. измерений длин, измерений угл. размеров звёзд и др. космич. объектов. В промышленности интерферометры используют для контроля качества и формы поверхностей, регистрации небольших смещений, обнаружении по малым изменениям показателя преломления неустойчивости темп-ры, давления или состава

вещества и т. д. Созданы лазерные интерферометры с уникальными характеристиками, расширяющие возможности интерференц. методов за счёт большой мощности и высокой монохроматичности излучения лазеров.

Явление поляризации света лежит в основе ряда методов исследования структуры вещества с помощью многочисл. *поляризационных приборов*. По изменению степени поляризации (деполяризации) света при рассеянии и люминесценции можно судить о телесных и структурных флуктуациях в веществе, флуктуациях концентрации растворов, о внутри- и межмолекулярной передаче энергии, структуре и расположении излучающих центров и т. д. Широко применяются *поляризационно-оптический метод исследования напряжений*, возникающих в твёрдых телах (напр., при механич. нагрузках), по изменению поляризации прошедшего через тело света, а также метод исследования свойств поверхности тел по изменению поляризации при отражении света (*азиметрия*). В кристаллооптике поляризац. методы используются для изучения структуры кристаллов, в хим. промышленности — как контрольные при произ-ве оптич. активных веществ (см. *Сазариметрия*), в оптич. приборостроении — для повышения точности отсчётов приборов (напр., *фотомертр*).

Широкое распространение получили *дифракционные решётки* как диспергирующие элементы в спектральных приборах (монокроматорах, спектрографах, спектрофотометрах и др.) и как элементы резонаторов в лазерах с перестройкой частоты излучения. Они используются также в качестве ответвителей монохроматич. (лазерного) излучения (см. *Дифракционный ответвитель*), велика их роль в интервальных оптич. устройствах. Дифракция на ультразвуке в прозрачных средах позволяет определять упругие константы вещества, а также создавать акустич. *модуляторы света* (см. также *Акустооптика*), применяемые в светодальномерах, оптич. локаторах и системах оптической связи.

Оптич. методы, основанные на анализе рассеяния света, послужили одной из существенных основ становления молекулярной физики и её приложений. Так, фелометрия даёт возможность получать данные о межмолекулярном взаимодействии в растворах, определять размеры и молекулярную массу макромолекул полимеров, а также частот в коллоидных системах, звестях и золях. Ценные сведения о структуре уровней энергии молекул, их взаимодействии и строении вещества даёт изучение *комбинационного рассеяния света* и *Маньельштама — Бриллюана рассеяния*. Использование лазеров резко увеличило информативность спектроскопии рассеяния, привело к открытию вынужденных рассеяний и к развитию нового направления, основанного на воздействии лазерного излучения на, рассеивающих частиц (молекул) по энергич. состоянию (*активная лазерная спектроскопия*).

Чрезвычайно широка сфера практич. применения фотоэлектронных приборов, основаны на квантовой оптич. явлениях: фотодетекторы, *фотоэлектронные умножители*, фотодиоды, фотосопровождающий, *спектрально-оптический преобразователь*, передающих телевизионных трубок и т. д. Фотозонды используются не только для регистрации излучения, но и как устройства, преобразующие лучистую энергию Солнца в электрич. энергию (с о л н е ч н ы е б а т а р е и). Фоточувств. действие света лежит в основе фотографии и изучения в спец. области, пограничной между химией и О., — фотохимии. Именем оптич. свойств веществ под действием света (*фотохимия*) используется при разработках новых систем записи и хранения информации для нужд вычислит. техники и создания защитных светофильтров, автоматически увеличивающих поглощение света при возрастании его интенсивности. Получение мощных потоков монохроматич. лазерного излучения с разными динамич. видами открыло пути к разработке методов лазерного разделения изотопов и стимулирования направленного протекания хим. реакций, позволив

ло О. найти новые, нетрадиц. применения в биофизике (воздействие лазерных световых потоков на биол. объекты на молекулярном уровне) и медицине. В технике использование лазеров привело к появлению оптич. методов обработки материалов (см., напр., *Лазерный отжиг*). Благодаря возможности с помощью лазера за короткое время концентрировать на площадках с линейными размерами  $\sim 40$  км большие мощности излучения интенсивно развивается оптический метод получения высокотемпературной плотной плазмы с целью осуществления УТС (см. *Лазерный термоядерный синтез*).

Успехи О. стимулировали развитие *оптоэлектроники*. В её задачу входит разработка оптич. устройств для замены элементов и отд. блоков в вычислит. машинах, а также разработка новых подходов к решению задач вычислит. техники и обработки информации на основе принципов голографии и когерентной оптики. Техн. основой оптоэлектроники является *интегральная оптика*, предлагающая для решения её задач широкое использование волноводных систем и многофункциональных миниатюрных модулей с линейным и нелинейным преобразованием оптич. излучения. С появлением лазеров дальнейшее развитие получили оптич. дальнометры (см. *Светодальномер*), *оптическая локация* и *оптическая связь*. Оптич. дальнометры применяются в геодезии, практике, при строит. работах и пр. Методами оптич. локации было уточнено расстояние до Луны, ведётся слежение за ИСЗ; по линиям лазерной оптич. связи ведутся телефонные переговоры и передаются изображения. Создание световодов с малым затуханием позволило за собой практич. разработку систем кабельной оптич. связи, имеющей ряд преимуществ по сравнению с элктрич. проводной связью.

**Физиологическая О.** изучает строение и функционирование всего аппарата зрения — от глаза до коры мозга; разрабатывает теория зрения, восприятия света и цвета. Результаты физиолог. О. используются в медицине, физиологии, технике при разработке разнообразных устройств — от осветит. приборов и очков до цветного кино и телевидения. (Подробнее см. в ст. *Физиологическая оптика, Зрение, Колориметрия*.)

**Исторический очерк.** Древние греки (Аристотель, Платон, Евклид) нашли законы прямолинейного распространения и отражения света. В ср. века стали известны эмпирич. правила построения изображений, даваемых линзами; ок. 1590 З. Янсен (Z. Jansen) построил первый двухлинзовый микроскоп; в 1609 Г. Галилей (G. Galilei) изобрёл телескоп. Точные законы преломления света были экспериментально установлены ок. 1620 В. Шнеллусом (W. Snellius, см. *Синяя записка преломления*) и в 1637 П. Декартом (P. Descartes). Последующий формулировкой *Ферма принципа* (1660) был завершён фундамент построения геом. О.

Дальнейшее развитие О. связано с открытиями дифракции и интерференции света [Ф. Гримальди (F. M. Grimaldi), опубликовано в 1665], двойного лучепреломления [Э. Бартолин (E. Bartolin), 1669] и с работами И. Ньютона (I. Newton), Р. Гука (R. Hooke) и Х. Гюйгенса (Ch. Huygens). Ньютон обращал большое внимание на периодичность световых явлений и допускал возможность их волновой интерпретации, но отдавал предпочтение корпускулярной концепции света, считая его потоком частиц, действующих на эфир. Движением световых частиц через эфир переменной плотности и их взаимодействием с материальными телами, по Ньютону, обусловлены преломление и отражение света, цвета тонких плёнок, дифракция света и его дисперсия. Именно Ньютон осознал поляризацию как «начальное» свойство света, объясняемое определ. ориентацией световых частиц по отношению к образуемому лучу. Х. Гюйгенс полагал, что световое возбуждение есть импульсы упругих колебаний эфира, распространяющиеся с большой, но конечной скоростью. Первое её эксперим. определение провёл в 1676 О. Рёмер

(O. Ch. Rømer, см. *Скорость света*). Наиб. вкладом Гюйгенса в О. является *Гюйгенс — Френель принцип*, а также объяснение *двойного лучепреломления*. Однако Гюйгенс не разработал последовательно волновую теорию света, к-рая выдержала бы противопоставление воззрениям Ньютона.

Победой О. связана с работами Т. Юнга (Th. Young) и О. Френеля (A. J. Fresnel). В 1801 Юнг сформулировал принцип интерференции, позволивший ему объяснить цвета тонких плёнок (см. *Полосы равной толщины*). Опираясь на этот принцип, Френель по-новому истолковал принцип Гюйгенса, дал удовлетворит. волновое объяснение прямолинейности распространения света и объяснил многочисл. дифракц. явления. В опытах Френеля и Араго (D. F. Arago) было установлено, что волны, поляризованные перпендикулярно друг другу, не интерферируют; это стало основанием высказать идею о поперечности световых колебаний, исходя из к-рой Френель построил теорию кристаллооптич. явлений. Т.о., все известные к тому времени оптич. явления получили волновую интерпретацию. Детальная разработка представлений о свете как поперечных упругих колебаниях эфира привела к необходимости искусств. теоретич. построения (так, эфир являлся свойствами твёрдого состояния и в то же время допускал, что в нём могут свободно перемещаться тела). Эти трудности были разрешены при последоват. развитии учения Дж. К. Максвелла (J. C. Maxwell) об эл.-магн. поле. Основываясь на открытии М. Фарадея (M. Faraday), Максвелл пришёл к выводу, что свет есть эл.-магн., а не упругие волны.

Первым указанием на непосредств. связь электромагнетизма с О. было открытие Фарадемом (1848) *вращения плоскости поляризации* света в магн. поле (*Фарадея эффект*). Далее было установлено, что отношение эл.-магн. и электростатич. единиц силы тока по абс. величине и размерности совпадает со скоростью света  $c$  [В. Вебер (W. Weber) и Ф. Кольрауш (F. Kohlrausch), 1856]. Максвелл теоретически показал, а Г. Герц (H. R. Hertz) в 1888 подтвердил экспериментально, что изменения эл.-магн. поля распространяются в вакууме именно с этой скоростью. В прозрачной среде скорость света  $v = c/n = c/\sqrt{\epsilon\mu}$ , т.е. определяется диэлектрич. и магн. проницаемостями среды. Открытие в 1862 Ф. Леру (F. P. Leroux) аномальной дисперсии, к-рая связана с поглощением света, привело к представлению о веществе как совокупности осцилляторов, с к-рыми взаимодействует свет (В. Зельмeyer, 1872). В 90-х гг. 19 в. П. Друде (P. Drude), Г. Гельмгольц (H. Helmholtz) и Х. Лоренц (H. A. Lorentz) при разработке электронной теории строения вещества объединили идею об осцилляторах и эл.-магн. теорию света. Представление об электронах как об осцилляторах, к-рые входят в состав атомов и молекул и способны совершать в них колебания, позволяло описать мн. оптич. явления, в т.ч. нормальную и аномальную дисперсию. Подтверждением представлений о том, что излучение и поглощение света определяются поведением электронов в атомах, явилось открытие в 1896 П. Зеemanом (P. Zeeman) и истолкование в 1897 Лоренцем действия магн. поля на частоты излучения и поглощения атомов (*Зеемана эффект*). В полном согласии с теорией Максвелла оказалась и величина *давления света*, измеренная П. Н. Лебедевым в 1899. Эл.-магн. теория света стала отрываемым нуктом и при создании *относительности теории*. Подтверждением классич. электродинамич. теории света Максвелла — Лоренца неоднократно подтверждалась и в дальнейшем, напр. при истолковании И. Е. Таммом и И. М. Франком (1937) эффекта *Черенкова — Вавилова излучения*, в движении Д. Габором (D. Gabor, 1947) идеи *голографии* (с записью волнового поля в одной плоскости), в разработке оригинального направления трёхмерной голографии, начало к-рому положили работы Ю. Н. Денсюка (1962), и т.д.

Электродинамич. теория, однако, оказалась недостаточной для описания процессов поглощения и испускания света. М. Планк (М. Planck), анализируя спектры излучения абсолютно чёрного тела, пришёл к заключению (1900), что элементарная колебат. система (атом, молекула) отдаёт волновую энергию эл.-магн. поля или получает её от него не непрерывно, а порциями, пропорциональными частоте колебаний, — квантами. Работы Планка и А. Эйнштейна (А. Einstein, 1905), в-к-рый приписал квантам кроме энергии также импульс и массу, вернули О. мн. черты корпускулярных представлений. Интенсивность эл.-магн. поля в квантовой О. определяет вероятность обнаружения фотона, а структура поля отражает квантовую структуру ансамбля элементарных излучателей (атомов, молекул) и распределение актов излучения во времени. Т. о., при сохранении физ. смысла поля фотоны, возникающие при актах испускания света и существующие только при движении со скоростью света, приобрели черты материальных частиц. Фотонные представления позволили Эйнштейну объяснить ос. законы фотозффекта, впервые исследованные А. Г. Столетовым в 1888—90; они дают наглядное истолкование существованию КВ-границы в тормозном излучении электронов, Комптона фотэффекту, открытому в 1923, стоксовому сдвигу частоты излучения фотолуминесценции, комбинац. рассеяния света [открытому в 1928 Л. И. Манделштамом и Г. С. Ландсбергом и независимо Ч. В. Раманом (Ch. V. Raman)] и др. явлениям взаимодействия света с веществом.

В совр. О. квантовые представления не противопоставляются волновым, а сочетаются на основе квантовой механики и квантовой электродинамики. Квантовая теория позволила дать интерпретацию спектрам атомов, молекул и ионов, объяснить воздействие электрич., магн. и акустич. полей на спектры, установить зависимость характера спектра от условий возбуждения и т. д. Примером обратного влияния О. на развитие квантовой теории может служить открытие собств. механич. момента — спина — и связанного с ним собств. магн. момента у электрона и др. частиц, повлекшее за собой установление Паули принципа (1926) и истолкование сверхтонкой структуры спектров [В. Паули (W. Pauli), 1928].

Наиб. важное событие совр. Ф. — эксперим. обнаружение и создание методов генерации вынужденного излучения атомов и молекул. Вынужденно испущенный фотон дублирует фотон, вызвавший переход, и, если имеется активная среда с инверсной населённостью, этот процесс может многократно повториться — происходит усиление нсч. светового потока. Добавление к такому квантовому усилителю оптич. обратной связи превращает его в оптич. квантовый генератор (лазер). Первые квантовые генераторы (в сантиметровом диапазоне длин волн — лазеры) были созданы А. М. Прохоровым, Н. Г. Басовым и Ч. Таунсом (Ch. H. Townes) в 1954. В наст. время (90-е гг.), используя разл. методы получения инверсной населённости, строят лазеры на твёрдых, жидких, газообразных и плазменных средах. Их появление стимулировало дальнейшее развитие традиц. областей О. и привело к возникновению совершенно новых научных и техн. направлений (ислинейная и параметрич. О., оптич. обработка материала), сделало возможным практич. реализацию и широкое применение ранее высказанных идей (голография, УТС, оптич. компьютер).

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Вавилов С. И., Микроструктура света, М., 1950; Герднер В. М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962; Вольф И., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Действие излучения большой мощности на металлы, под ред. А. М. Воч-Бруевича, М. А. Ельшивецка, М., 1970; Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов, под ред. Г. Жакоуза, Э. Найва, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Коротеёв Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Дивитриев В. Г., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982; Жаров В. И., Летохов В. С., Лазерная

оптико-акустическая спектроскопия, М., 1984; Коварский В. А., Перельман И. Ф., Авербух И. Ш., Микроволновые процессы, М., 1981; Зельдович В. Л., Пилипенко В. Н. Ф., Шкули о В. В., Обращение волнового фронта, М., 1985; Лазерная аналитическая спектроскопия, под ред. В. С. Летохова, М., 1986. А. М. Воч-Бруевич

**ОПТИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД** — рассматривает распространение света в движущихся средах или при наличии движущихся тел. Первые опыты проводились ещё в нач. 18 в. и были связаны с обнаружением *обращения света* от зведных источников [Дж. Бродли (J. Bradley), 1725]. Последующие исследования привели к открытию *Доплера эффекта* (1842), явления увлечения света движущейся средой (*Физо опыт*, 1851) и доказали отсутствие мирового эфира (*Майкельсона опыт*, 1881). Однозначное объяснение этих явлений с единых физ. позиций стало возможным только после создания частной (специальной) *относительности теории* (А. Эйнштейн, 1905) и последующего применения её принципов к описанию эл.-магн. явлений в равновесно движущихся средах [Г. Минковский (H. Minkowski), 1908]. Оптич. явления во вращающихся системах отсчёта, напр. *Саньяка опыт* (1914), описываются на основе *общей теории относительности* Эйнштейна (1915) с использованием локально инерциальных систем отсчёта.

**Расчётные основы** О. д. с. Такими являются ур-ния *алектродинамики движущихся сред*, записанные для эллектрического  $E(r, t)$  и магнитного  $H(r, t)$  векторов плоских монохроматич. волн частоты  $\omega$ :

$$E(r, t) = E_0 \exp\{i(kr - \omega t)\}, \quad (1)$$

$$H(r, t) = H_0 \exp\{i(kr - \omega t)\},$$

где  $E_0$  и  $H_0$  — комплексные амплитуды этих волн, а  $k$  — их волновой вектор. Ур-ния Максвелла для таких волн в отсутствие зарядов и токов принимают вид

$$D = [H(ck/\omega)], \quad B = \{ck/\omega\}E, \quad (2)$$

$$kD = 0, \quad kB = 0,$$

где  $D$  и  $B$  — эллектрич. и магн. индукции для волн (1). Материальные ур-ния Минковского в однородной изотропной среде, движущейся с пост. скоростью  $u = c\beta$ , удобно представить в форме

$$D = \epsilon E + \frac{c\mu^2}{\mu} (\beta^2 E - \beta\{E\} + \beta B), \quad (3)$$

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{c\mu^2}{\mu} (\beta\{B\} - \beta^2 B + \beta E),$$

т. к., согласно ур-ням (2), вектор  $B$  связан с  $E$ , а вектор  $D$  — с  $H$ . Здесь  $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$ ,  $x = (e\mu - 1)$ , а  $e$  и  $\mu$  — диэлектрич. и магн. проницаемости движущейся среды, измеренные в системе её покоя. Для диспергирующих сред эти величины зависят от частоты  $\omega'$  в системе покоя среды, к-рая в силу эффекта Доплера связана с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $k$  в лаб. системе координат соотношением

$$\omega' = (\omega - ku) / \sqrt{1 - u^2/c^2} = \gamma(\omega - ku). \quad (4)$$

Система ур-ний (2) и (3) для волн (1) имеет отличные от нуля решения в том случае, если

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{(e\mu - 1)}{c^2} \frac{(\omega - ku)^2}{1 - u^2/c^2} = 0. \quad (5)$$

Это основное ур-ние О. д. с. — дисперсионное уравнение, связывающее волновой вектор  $k$  с частотой  $\omega$ , с параметрами среды  $e$ ,  $\mu$  и со скоростью её движения  $u$ . Первые два слагаемых в этом ур-нии имеют одинаковый вид во всех инерциальных системах отсчёта, а последнее слагаемое, согласно (4), содержит величину  $(\omega')^2$ . В системе покоя среды или при  $u = 0$  получается известное соотношение:  $k^2 = \omega'^2 n_0^2(\omega) / c^2$ , где  $n_0^2(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)}$  — показатель преломления (показатель скорости для частоты  $\omega$ ). В силу соотношений (3) условия поперечности векторов  $D$  и  $B$  в ур-ниях (1) приводят к тому, что в движущейся среде  $E_0$  и  $H_0$  в (1) перпендикулярны вектору  $[k + u(e\mu - 1)(\omega - ku)\gamma^2 c^2]$ .



**Распространение волн в движущейся среде.** В ур-не (5) кроме оптич. параметров среды  $\epsilon$  и угол  $\theta$  между  $\mathbf{u}$  и направлением распространения волны  $\mathbf{k}$ :  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{u} = kc \cos \theta$ . От этих переменных зависит показатель преломления  $n(\omega, \theta, \beta)$  для волн (1) в движущейся среде, равный  $n(\omega, \theta, \beta) = ck/\omega$  и имеющий, согласно (5), вид

$$n_{1,2}(\omega, \theta, \beta) = \frac{-(\epsilon \mu - 1) \beta \cos \theta \pm \sqrt{(\epsilon \mu - 1) \beta^2 \sin^2 \theta + \epsilon \mu}}{1 - (\epsilon \mu - 1) \beta^2 \cos^2 \theta} \quad (6)$$

Для решения определяют одну поверхность показателя преломления  $n(\omega, \theta, \beta)$ , поскольку  $n_2(\theta) = -n_1(\pi - \theta)$ , а сама поверхность имеет ось вращения, направленную по скорости перемещения среды  $\mathbf{u}$ . Фазовая скорость волн в движущейся среде  $v_{\text{фаз}} = [c/n(\omega, \theta, \beta)] \times k/k$  (где  $\mathbf{k} = |\mathbf{k}|$ ) направлена по волновому вектору  $\mathbf{k}$ , а  $\theta$  и  $\beta$  и  $\mathbf{u}$  зависят только её величина  $v_{\text{фаз}} = c/n(\omega, \theta, \beta)$ . Поверхности этих скоростей являются поверхностью вращения с осью, направленной по  $\mathbf{u}$  (рис. 1). Она как целое смещена из начала координат  $\mathbf{u}$  вна по течению

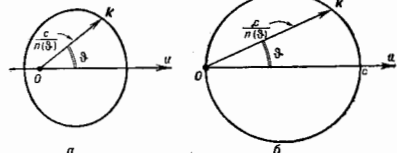


Рис. 1. Поверхности фазовой скорости в движущейся среде ( $\theta$  — угол между направлением волнового вектора  $\mathbf{k}$  и скоростью движения среды  $\mathbf{u}$ ): а — для случая  $u < c/\sqrt{\epsilon \mu}$ ; б — для  $u = c$ .

среды. При  $u = c/\sqrt{\epsilon \mu}(\theta) = c \cos \theta$ , т. е. поверхность фазовых скоростей становится сферой диаметром  $c$  и с началом координат на поверхности этой сферы. В групповой скорости волн  $v_{\text{гр}} = \partial \omega / \partial \mathbf{k}$ , получаемой из (5), имеются компоненты, направленные по  $\mathbf{k}$  и по  $\mathbf{u}$ .

При медленном движении среды, когда  $u/\sqrt{\epsilon \mu} \ll c$ , показатель преломления и фазовая скорость, согласно (6), принимают вид

$$n(\omega, \theta, u) \approx n_0(\omega) - \left\{ \left( \frac{u}{c} n_0(\omega) - 1 \right) + \omega n_0(\omega) \frac{\partial n_0(\omega)}{\partial \omega} \right\} \frac{u}{c} \cos \theta, \quad (7)$$

$$v_{\text{фаз}}(\omega, \theta, u) \approx \frac{c}{n_0(\omega)} + \left\{ \left( 1 - \frac{1}{n_0(\omega)} \right) + \frac{\omega}{n_0(\omega)} \frac{\partial n_0(\omega)}{\partial \omega} \right\} u \cos \theta.$$

Фазовая скорость волн, распространяющихся под острым углом  $\theta$  к направлению движения среды ( $\cos \theta > 0$ ), т. е. «вниз по течению» среды, всегда больше скорости света в покоящейся среде:  $v_{\text{фаз}}(\theta) > c/n_0(\omega)$ . При распространении волн навстречу среде ( $\cos \theta < 0$ )  $v_{\text{фаз}}(\theta) < c/n_0(\omega)$ , ибо движущаяся среда частично «сдвигает» волну. В этом проявляется эффект увеличения света движущей средой. Коэф. увеличения  $\alpha = 1 - 1/n_0$  был рассчитан О. Френелем (А. J. Fresnel) в 1818, а дисперсионная добавка  $(\partial n_0(\omega) / \partial \omega) / n_0(\omega) u$ , теоретически рассчитанная Х. Лоренцем (H. A. Lorentz) в 1895, была экспериментально подтверждена в 1905 П. Зеemanом (P. Zeeman).

Существуют диспергирующие среды, в к-рых явление увеличения света движущейся средой отсутствует при любых скоростях. Так, если в системе покоя среды  $\epsilon(\omega') \mu(\omega') = [1 + g/(\omega')^2]$ , где  $g$  — постоянная, не зависящая от  $\omega'$ , то дисперсионное ур-ние примет вид  $k^2 - \omega'^2/c^2 - g/c^2 = 0$ . В него не входит скорость движения среды, а следовательно, и нет явления увеличения. В таких средах при малых скоростях их движения коэф.  $\alpha = 1 - 1/n_0'$  в ф-лах (7) в точности компенсиру-

ется дисперсионной добавкой  $(\partial n_0(\omega) / \partial \omega) / n_0(\omega)$ . Распространённый пример таких сред — изотропная холодная электронная плазма, для к-рой  $g = -\omega_p^2 = -4\pi e^2 N/m$ , где  $m$  и  $N$  — масса и концентрация электронов, а  $\omega_p$  — плазменная частота, имеющая одинаковый вид в разл. инерциальных системах. Т. о., движущаяся плазма не увлекает волну (а только влияет на характер её поляризации). Учёт дисперсии в изотропной движущейся среде приводит к тому, что при релятивистских скоростях движения среды ( $\gamma \gg 1$ ), когда частота  $\omega'$  в системе покоя среды становится очень большой вследствие эффекта Доплера (4), оптич. свойства такой среды становятся похожими на свойства электронной плазмы.

**Граничные задачи О. д. с.** Простейший пример — задача об отражении ал.-магн. волн от движущегося зеркала, впервые решённая Эйштейном в 1905 методами частой теории относительности. Если волна вида (1) с амплитудой  $E_0$ , волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  и частотой  $\omega_0$  падает на движущееся ей навстречу плоское идеально отражающее зеркало со скоростью  $v$ , направленной по нормали к поверхности зеркала, то отражённая от него волна будет иметь другие частоту ( $\omega_1$ ),

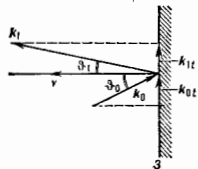


Рис. 2. Схема отражения волн от движущегося зеркала: 3 — зеркало,  $v$  — скорость зеркала.

амплитуду ( $E_1$ ) и волновой вектор ( $\mathbf{k}_1$ ) (рис. 2):

$$\omega_1 = \frac{1 + \beta^2 + 2\beta \cos \theta_0}{1 - \beta^2} \omega_0,$$

$$E_1 = -\frac{\omega_1}{\omega_0} E_0, \quad (8)$$

$$\sin \theta_1 = \frac{(1 - \beta^2) \sin \theta_0}{1 + \beta^2 + 2\beta \cos \theta_0},$$

где  $\beta = v/c$ ,  $k_0 v = k_0 c \cos \theta_0$ ,  $k_1 v = k_1 c \cos \theta_1$ . Здесь  $\theta_0$  и  $\theta_1$  — углы падения и отражения волн, а векторы  $E_0$  и  $E_1$  перпендикулярны плоскости падения, в к-рой лежат векторы  $\mathbf{k}_0$ ,  $v$  и  $\mathbf{k}_1$ . Ф-ла для  $\omega_1$  в (8) получена с помощью соотношения (4), с заменой  $\omega$  на  $\omega'$  и на  $v$  из условия равенства частот  $\omega'$  и  $\omega$  этих волн в системе покоя зеркала. Связь  $E_1$  с  $E_0$  получена из условия обращения в нуль полного поля  $E$  на зеркале в системе его покоя. При этом было использовано равенство компонент  $k_{0y}$  и  $k_{1y}$  волновых векторов  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_1$ , касательных к поверхности зеркала. При попутном движении падающей волны и зеркала во всех формулах следует заменить  $\beta$  на  $-\beta$ .

Ф-лы (8) показывают, что при отражении волн от движущегося навстречу им зеркала частота  $\omega_1$  и величина  $|E_1|$  отражённого сигнала становятся больше, чем соответствующие величины  $\omega_0$  и  $E_0$  для падающей волны, а угол отражения  $\theta_1$  — меньше угла падения  $\theta_0$ . При релятивистских скоростях движения зеркала, когда  $\beta \sim 1$  и  $\gamma \gg 1$ , угол отражения  $\theta_1$  мал ( $\theta_1 \ll 1$ ) при любых  $\theta_0$ . Это значит, что падающая под любым углом  $\theta_0$  волна «отбрасывается» релятивистским зеркалом в направлении его движения. При нормальном падении волны на релятивистское зеркало значительно возрастает частота  $\omega_1 = 4\gamma^2 \omega_0 \gg \omega_0$  и амплитуда  $|E_1| = 4\gamma^2 |E_0| \gg |E_0|$  отражённого сигнала. Таким способом можно преобразовать излучение в более КВ-диапазоны с одноврем. увеличением мощности отражённого сигнала за счёт энергии движения зеркала. В качестве такого зеркала можно использовать пучок релятивистских электронов или плазму, движущуюся навстречу волне, для к-рых в системе покоя  $\epsilon(\omega') \mu(\omega') = 1 - \omega_p^2 / (\omega')^2$ . В области частот  $\omega' > \omega_p$  такое зерка-

ло начинает пропускать часть падающего на него излучения. В этом случае следует учитывать преломлённую волну частоты  $\omega_0$  (с волновым вектором  $k_0$  и амплитудой  $E_0$ ), проходящую внутрь движущейся среды и уносящую часть энергии. Тогда величина  $E_1$  в Ф-лах (8) будет уменьшена:  $E_1 = -\tau_0 E_0 / \omega_0$ , где  $\tau_0$  — коэф. (комплексный) френелевского отражения,  $|\tau_0| \leq 1$ . С учётом этого частичного пропуска коэф. отражения  $R$  по мощности от релятивистского пучка при нормальном падении примет вид:  $R \approx 10^{-4} \lambda_1^2 / \lambda_0^2$ , где длина волны  $\lambda_0$  падающего излучения измерена в см, а величина плотности тока  $j$  в пучке — в А/см<sup>2</sup>. Электронный пучок с энергией  $W = m_0 c^2 \gamma = 5$  МэВ ( $\gamma = 10$ ) и  $j = 10^8$  А/см<sup>2</sup> преобразует излучение с длиной волны  $\lambda_0 = 1$  см в ИК-излучение с  $\lambda_1 = \lambda_0 / \lambda \gamma^2 = 25$  мкм с эффективностью  $R \approx 10\%$ . Учёт конечной длительности  $\tau_{ФР}$  фронта нарастания тока в пучке приводит к уменьшению величины  $R$  на фактор  $\exp(-16 \tau_{ФР} / \lambda_0)$ . Это становится существенным, когда длина волны  $\lambda_1$  отражённого сигнала становится меньше длины  $L_{ФР} = c \tau_{ФР}$  переднего фронта импульса в пучке.

В общем случае скорость  $v$  границы раздела может отличаться от скоростей  $u_{1,2}$  сред по обе стороны от неё, что наблюдается, напр., для ударных волн в потоках газа. Возникает т. в. нормальный разрыв скорости движения сред. На рис. 3 приведены схемы отражения и преломления эл.-магн. волн при их наклонном падении

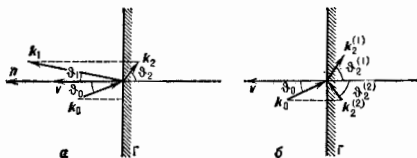


Рис. 3. Схема отражения и преломления волн на нормальном разрыве скорости движения среды: а)  $v < c/\sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}}$  — досветовое движение границы раздела двух сред; б)  $v > c/\sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}}$  — сверхсветовое движение границы раздела двух сред; Г — граница раздела, движущаяся со скоростью  $v$  в направлении нормали  $n$ .

на границу, движущуюся со скоростью  $v$  и разделяющую две среды с разл. оптич. характеристиками  $\epsilon_{1,2}$  и  $\mu_{1,2}$  и скоростями движения  $u_{1,2}$ . Для таких ситуаций при решении задач отражения и преломления волн исходят из дисперсионного ур-ния (5) в каждой среде и из условий для волновых векторов, частот и полей рассматриваемых волн на границе раздела, движущейся со скоростью  $v_n = nv$ :

$$k_0 v - \omega_0 = k_1 v - \omega_1 = k_2 v - \omega_2; \quad k_{0t} = k_{1t} = k_{2t}; \quad (9)$$

$$[n(E_{||} - E_1)] = \frac{v_n}{c} (B_{||} - B_1);$$

$$[n(H_{||} - H_1)] = -\frac{v_n}{c} (D_{||} - D_1),$$

где  $n$  — нормаль к границе раздела, а индексами I и II обозначены соответственно полные поля и индукция в среде перед границей раздела и позади неё.

Простейшим примером нормального разрыва скорости может служить волна параметра, бегущая по покоящейся среде с любой скоростью и меняющая её свойства. Такую волну параметра можно создать в нелинейной полой среде переменом (по закону бегущей волны) сильным электрич. полем за счёт Керра эффекта или Показеля эффекта. Бегущая волна сильного электрич. поля может быть создана либо сканированием по этой среде пучка мощного лазерного излучения, либо помещением среды в протяжённый электрич. конденсатор, вдоль к-рого бежит волна напряжения. Скорость этой волны может быть любой. Если скорость фронта бегу-

щего параметра меньше скорости волн в обеих средах, то в среде перед бегущим фронтом имеются падающая и отражённая волны, а позади фронта — одна преломлённая волна. Ф-лы для  $\omega_1$  и  $\theta_1$  имеют вид (8), в к-рых  $\beta = v_n / c \sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}}$ . Когда скорость  $v_n$  перемещения фронта параметра становится больше скорости волн в обеих средах ( $v_n > c/\sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}}$ ), то отражённой волны нет, а позади движущейся границы раздела возникает две преломлённые волны. Одна из них — обычная, а вторая распространяется влётку за уходящей границей раздела, но не «догоняет» её.

Если скорости движения сред по обе стороны от плоской поверхности раздела параллельны ей, то такой случай наз. тангенциальным разрывом скорости движения сред и для него  $v_n = 0$ . В этом случае (как следует из приведённых выше Ф-л) отражение волн происходит как на покоящейся границе раздела; частоты всех волн одинаковы, а угол падения равен углу отражения. Однако при таком отражении может происходить поворот плоскости поляризации отражённой и преломлённой волн. Угол поворота пропорц. компонентам скорости движения сред, перпендикулярным плоскости падения. При релятивистских скоростях движения сред для нек-рых углов падения коэф. отражения становятся больше единицы, т. е. происходит усиление отражённой волны за счёт энергии движения сред. Указанные выше особенности распространения волн в движущихся средах и отражения на границах раздела движущихся сред позволяют использовать их для диагностики этих сред или для преобразования частот с одноврем. усилением сигналов.

Лит.: Там м. И. Е., Основы теории электродинам. 10 изд., М., 1989; Ф ра м и Ф у р т, У. И., Ф р е н к е л, А. М., Оптика движущихся сред, М., 1974; Б о т о м, Ю. П., С т о л я р о в С. Н., Современное состояние электродинамич. движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник, 1974, М., 1976; и к н. е., Усиление астрономических волн в присутствии движущихся сред, там же, 1977, М., 1980; и к н. е., Отражение света от движущегося зеркала и родственные задачи, АФПН, 1988, т. 159, с. 155; С т о л я р о в С. Н., Граничные явления электродинамич. движущихся сред, в кн.: Эйнштейновский сборник, 1975—1976, М., 1978; С и л, С. П.,

**ОПТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД** — раздел физ. оптики, в к-ром изучаются явления, сопровождающие распространение *оптического излучения* в оптических неоднородных средах, показатели преломления  $n$  в к-рых не постоянны, а зависят от координат. Характер явлений и методы их исследования существенно зависят от характера изменения  $n$  и масштаба неоднородностей по сравнению с длиной волны света  $\lambda$ . Оптич. неоднородности являются поверхностями или объёмами внутри среды, на (в) к-рых меняется  $n$ . Независимо от физ. природы неоднородности она всегда отклонит свет от его первонач. направления. На поверхностях, разделяющих среды с различными  $n$ , происходит *отражение света* и *преломление света*. В среде с непрерывно изменяющимся  $n$ , когда отнесит. изменение  $n$  на расстояниях, сравнимых с  $\lambda$ , очень мало (т. п. градиент  $n$  в  $\lambda$  среде), световой луч, задаваемый величиной  $\text{grad} S = \text{grad} S / ds$  в каждой точке волновой поверхности  $S(x, y, z)$ , меняет направление в зависимости от неоднородности пространства, что приводит к его искривлению (рефракция). Кривизна луча при этом  $\kappa = \text{grad} n - \frac{v_n}{c} \frac{v_n}{c}$ ; и луч загибается в область с большим показателем  $n$ . Этим, в частности, объясняется явление миража (в пустыне поверхность земли очень нагрета, а показатель преломления воздуха зависит от его плотности). Лучи распространяются из пространства предметов в пространство изображений по нескольким разл. путям. Лучи, распространяющиеся под большим углом к горизонту, проходят большой геом. путь, однако часть пути они проходят в области с меньшим  $n$ , поэтому при правильно выбранном  $n$  можно увеличивать *оптическую длину пути* и добиваться условия фокусировки лучей. В градиентной оптич. среде ур-ние *векмана*, решение к-рого позволяет определять геом. волновые поверхности  $S(x, y, z)$  и

ортогональные к этим поверхностям лучи  $r(x, y, z)$ , имеет вид

$$(\text{grad}S)^2 = n^2(x, y, z).$$

Из этого уравнения получается соотношение для траектории светового луча:

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{dr}{ds} \right) = \text{grad}n(x, y, z). \quad (*)$$

Уравнение (\*) допускает ряд частных решений, удовлетворяющих принципу абсолютного прибора\*, т. е. оптич. системы, дающей стигматическое (резкое, без аберраций) изображение трёхмерного предмета.

Градавы. Простым примером абс. прибора можно считать сферу. градавы с распределением показателя преломления по радиусу  $n(r) = n_0 \sqrt{2 - (r/r_0)^2}$  — линза Луневберга и  $n(r) = n_0 / [1 + (r/a)^2]$  — «рыбий глаз» Максвелла. В первом случае неоднородная сфера собирает каждый падающий лучок параллельных лучей в единый фокус, во втором — отображение осуществляется преобразованием инверсии. Для аксиальной симметрии принципу абс. прибора удовлетворяет градавы с распределением  $n(z)$ , зависящим от формы сферы. поверхности. Этот градавы эквивалентен по аберрациям асферич. линзе. При радиальной симметрии принципу абс. прибора удовлетворяет распределение  $n(r) = \text{sech}(gr)$ . В этом случае неоднородная среда соответствует периодически фокусирующему волноводу с длиной периодичности  $L = 2\pi/g$ , где  $g = R^{-1} \sqrt{2\Delta n/n}$  — постоянная распространения,  $R$  — радиус волновода,  $\Delta n = n_0 - n(R)$  — перепад показателя преломления по сечению волновода. Радиальные градавы в виде цилиндрич. отрезка с таким распределением эквивалентны линзе, свободной от аберраций, фазовых и амплитудных искажений. Варьируя длину отрезка, можно менять фокусное расстояние и получать в одном элементе объектив и обрабатывающую систему.

Применение аксиальных и радиальных градавов в фокусирующей оптике с повышенными требованиями к качеству изображения (в объективах фотоаппаратов, микроскопов и др.) позволяет сократить в 2—4 раза или свести к минимуму число оптич. элементов. Градавы используются в качестве фокусирующих элементов лазерных систем видеозаписи. При этом пятно, формируемое и считываемое градавом, имеет размеры порядка длины волны света (0,6 мкм). Блок градавов используется в малогабаритных копируемых аппаратах.

Сельфокки. К числу радиальных градавов, имеющих широкое распространение, относятся безоболочечные световоды, получившие коммерч. название «сельфокки». Они способны самостоятельно формировать и транслировать изображение без дополнит. средств. В них все возбудимые моды имеют равные скорости распространения. В практических реализованных сельфокках на основе кварцевого стекла с параболич. распределением показателя преломления вида  $n(r) = n_0(1 - g^2 r^2/2)$  [что соответствует первым двум членам разложения  $\text{sech}(gr)$ ] в диапазоне 1,26—1,32 мкм, где дисперсия стекла близка к нулю, скорость передачи информации на расстоянии 1 км составляет 13,8 Гбит·см<sup>-1</sup>. Такие сельфокки, состоящие из одного световода, способны передавать изображение как целое с разрешающей способностью 500 лин/мм, с сохранением фазы, плоскости поляризации и малыми потерями (1 Дб/мм). Длина сельфокки достигает 1 км при diam. 100 мкм. Кроме применения для дальней оптич. связи, сельфокки используются как согласующие элементы, элементы жестких волоконно-оптич. кабелей, наконечники волоконно-оптич. фиброас-троскопов и др. Градиентные поверхности слоев приемят также вместо многослойных интерференционных просветляющих и отражающих покрытий.

Заданный градиент показателя преломления в градавах из стёкол получают под действием потока нейтронов ( $\Delta n = 0,02$ ) либо путём раал. модификаций внешнего об-

мена, когда замена в матрице стёкол одних ионов на другие приводит к изменению её плотности и соответственно  $n$  ( $\Delta n = 0,04$ ). Градавы из полимеров получают в результате обмена мономеров в частично заполимеризов. матрице. Для них достигнуты максимальные  $\Delta n = 0,1$  при diam. 100 м. Возможно также получение градавов при направленном выращивании кристаллов с  $\Delta n = 0,04$  diam. до 20 мм. Кроме конденсатор. сред возможно использование в роли градавов газовых линз, возникающих при ламповом течении газа через равномерно нагретые трубы. Градиентные среды возникают под действием мощного лазерного излучения и приводят к самофокусировке света.

На микро неоднородностях, показател преломления к-рых отличаются от показателя иреломления окружающей среды, происходит рассеяние света. Оптические неоднородностями являются мутные среды; в них размеры оптич. неоднородностей обычно превышают длину световой волны  $\lambda$ . Если неоднородность среды вынана присутствием в ней мелкодисперсных коллоидных частиц, размеры к-рых соизмеримы с  $\lambda$ , то среда кажется совершенно прозрачной; однако наблюдение под углом  $\approx 90^\circ$  к направлению падающего света обнаруживает светение среды, обусловленное интенсивным рассеянием света (Тиндаль эффект). Существенную роль в О. и. с. играет интерференция света между рассеянными, отраженными и преломленными световыми волнами, а также падающей волной.

К неоднородным средам относятся также вещества без иородных включений, в к-рых изменения  $n$  в большом числе микроробъёмов, приводящие к рассеянию света, вызваны флуктуациями плотности среды в результате хаотич. теплового движения её молекул или турбулентностью среды. Интенсивность  $I$  света, рассеиваемого непоглощающими диэлектрич. частицами, пропорциональна  $\lambda^{-2}$ , где  $\rho$  — параметр, зависящий от отношения размеров частиц к  $\lambda$ . При рассеянии света на тепловых флуктуациях, размеры к-рых много меньше  $\lambda$ ,  $I \sim \lambda^{-4}$  (Рэлей закон). Для частиц, размеры к-рых много больше  $\lambda$ , параметр  $\rho$  близок к нулю и рассеяние определяется геом. эффектами преломления света на поверхностях раздела объёмов. В этом случае  $I$  не зависит от  $\lambda$ , что и наблюдается при рассеянии света в туманах и облаках — они имеют белый цвет. На изучении рассеяния света неоднородностями в газах, жидкостях и твёрдых телах основаны методы метрометрии и ультрамикроскопии (см. Ультрамикроскоп), позволяющие определять концентрацию неоднородностей и изучать их природу (а в метрометрии — и их размеры).

Основой раздел О. и. с. составляет *оптика тонких слоёв*.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Маркузе Д., Оптические волноводы, пер. с англ., М., 1974; Магеланд E. W., Gradient index optics, N. Y., 1978; Ильян В. Г. и др., Оптика градавов, в кн.: Успехи научной фотографии, т. 23, М., 1985.

И. А. Дибенко, Л. Н. Капорский.

**ОПТИКА ТОНКИХ СЛОЕВ** — раздел физ. оптики, в к-ром изучается прохождение света через один или последовательно через несколько непоглощающих слоёв вещества, толщина к-рых соизмерима с длиной световой волны. Специфика О. т. с. заключается в том, что в ней определяющую роль играет *интерференция света* между частично отраженными на верхних и нижних границах слоёв световыми волнами. В результате интерференции происходит усиление или ослабление прошедшего или отражаемого света, причём эффект зависит от носимой *оптической толщины* слоёв разности хода лучей, длины волны (или набора длин волн) света, угла его падения и т. д. Тонкие слои могут быть образованы на массивной подложке из стекла, кварца или др. оптич. среды с помощью термич. испарения вещества и его осаждения на поверхность подложки, хм. осаждения, катодного распыления или хм. реакций материала подложки с выбранным веществом. Для получения таких слоёв используют раал. окислы:  $Al_2O_3$  (1,59),  $SiO_2$  (1,46),

TiO<sub>2</sub> (2,2—2,6); фториды: MgF<sub>2</sub> (1,38), CaF<sub>2</sub> (1,24), LiF (1,35); сульфиды: ZnS (2,35), CdS (2,6); полупроводники Si (3,5), Ge (4,0), а также некоторые другие соединения. (В скобках указаны показатели преломления веществ.)

Одно из важнейших практич. применений О. т. с. — уменьшение отражат. способности поверхностей оптич. деталей (линз, пластин и пр.). Подробно об этом см. в ст. *Промышленные оптики*. Напома многослойные покрытия из большого (13—17 и более) числа чередующихся слоёв с высоким и низким  $n$ , изготовляют зеркала с большим коэф. отражения, обычно в сравнительно узкой спектральной области, но не только в диапазоне видимого света, а и в УФ- и ИК-диапазонах (см. *Зеркала*). Коэф. отражения таких зеркал (50—99,5%) зависит как от длины волны, так и от угла падения излучения. С помощью многослойных покрытий разделяют падающий свет на прошедший и отражённый практически без потерь на поглощение; на этом принципе созданы эфф. светоделители (полупрозрачные зеркала). Системы из чередующихся слоёв с высоким и низким  $n$  используют и как интерференционные поляризаторы, отражающие составляющую света, поляризованную перпендикулярно плоскости его падения, и пропускающие параллельно поляризованную составляющую (см. *Поляризация света*, *Поляризационные приборы*). Стенки поляризации в проходящем свете достигает для многослойных поляризаторов 99%. О. т. с. позволила создать лучшие широкого распространения интерференционные *световые* фильтры, полосы пропускания к-рых может быть сделана очень узкой — существующие многослойные светофильтры выделяют из спектральной области шириной в 500 нм интервалы длины волны 0,1—0,15 нм. Тонкие диэлектрик. слои применяют для защиты металлич. зеркал от коррозии и при исправлении aberrаций линз и зеркал. О. т. с. лежит в основе мн. других оптич. устройств, измерит. приборов и спектральных приборов высокой разрешающей способности. Светочувствит. слои фотокатодов и болометров чаще всего представляют собой тонкослойные покрытия, эффективность к-рых существенно зависит от их оптич. свойств. Оптич. детали с тонкослойным покрытием используются в лазерах и квантовых усилителях света, при создании приборов высокого разрешения (напр., при изготовлении интерферометров Фабри—Перо), при создании дихроичных зеркал, используемых в цветном телевидении, в интерференционной микроскопии (см. *Микроскоп*) и т. д. См. также *Ньютона кольца*, *Полосы равной толщины*, *Полосы равного наклона*.

Лит.: Розенберг Г. В., *Оптика тонкослойных покрытий*, Л., 1958; Крылова Т. Н., *Интерференционные покрытия*, Л., 1973.

**ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ** — свойство нек-рых веществ вращать плоскость поляризации проходящего через них света; частное, наиб. заметное и распространённое проявление гиротропии. Впервые обнаружена в 1811 Д. Ф. Араго (D. F. Arago) в кварце; в 1815 Ж. Б. Био (J. B. Biot) открыл О. а. жидкостей (скипидара), а затем растворов и паров мн. органич. веществ. Он же установил закон вращения плоскости поляризации (см. *Био закон*). Вещства, обладающие естественной О. а., наз. *оптически активными веществами*; их существование О. а. возникает в результате внеш. воздействий, напр. внешнего магн. поля (см. *Фарадея эффект*).

*Вращение плоскости поляризации* обусловлено тем, что две волны с круговой поляризацией — правой и левой — распространяются с разл. скоростями. Поэтому плоскость поляризации линейно поляризов. волны, представленной как сумма двух указанных волн, на выходе из вещества оказывается повернутой на угол  $\varphi$ . Вращение плоскости поляризации зависит от структуры вещества, длины пути света в веществе  $l$  и не зависит от его интенсивности. За меру О. а. вещества (вращающую способность) принимается угол

поворота на единице пути  $\alpha$ . Тогда угол поворота плоскости поляризации в веществе  $\varphi = \alpha l = \pi(n_+ - n_-)l/\lambda$ , где  $n_+$ ,  $n_-$  — показатели преломления для двух круговых волн,  $\lambda$  — длина волны. Для жидкостей и растворов вводят соответственно уд. вращат. способность  $[\alpha]_D = \alpha/c$  ( $c$  — плотность) и уд. вращение  $[\alpha] = \alpha/C$  ( $C$  — концентрация). В отличие от кристаллов для жидкостей уд. вращение обозначается в скобках. Величина  $\alpha$  связана с тензором гирации  $g_{ik}$  (см. *Гиротропия*) и зависит от частоты света, т. е. имеется дисперсия оптич. вращении. Для простого случая изотропной среды  $\alpha = (1/2)g_{333}/c^2$ .

О. а. вещества может определяться как О. а. составляющих его молекул (молекулярная О. а.), так и структурой самого вещества (структурная О. а.).

**Молекулярная О. а.** обнаруживается во всех агрегатных состояниях и растворах. У оптически активных молекул отсутствуют центр и плоскости симметрии (хиральные молекулы). Такая молекула может быть смоделирована двумя взаимодействующими осцилляторами, расположенными взаимно перпендикулярно, расстояние между к-рыми  $\Delta$  сравнимо с  $\lambda$  (т. е. фазы волн в местах осцилляторов различны), а скорость передачи взаимодействия сравнима со скоростью распространения света в среде. Такая система, очевидно, будет по-разному реагировать на правую и левую круговую поляризованную волну, вследствие чего их скорости станут различными. В квантовой электродинамике оптич. вращение рассматривается как двухфотонный процесс рассеяния света на молекуле с поглощением одного фотона и испусканием другого, причём возникает интерференция двух участвующих в процессе фотонных мод. При этом должны учитываться все возможные в молекуле виды взаимодействия электр. и магн. дипольных и квадрупольных моментов, наведённых проходящей световой волной.

О. а. вещества определяется суммой вкладов отд. молекул, к-рая зависит от их расположения и ориентации. При беспорядочном расположении молекул (напр., в жидкости или в газе) эффект дают только хиральные молекулы; к ним относятся энантиоморфные (зеркальные) группы симметрии  $C_n, D_n, T, O$  (см. *Энантиоморфизм*, *Симметрия кристаллов*). В этом случае вращение определяется «спiral вращением»  $R$  (псевдоскаляром):

$$\alpha \sim R = \sum_{i, k} \langle i | \rho | k \rangle \langle k | m | i \rangle, \quad (1)$$

где  $\rho$  — электрический, а  $m$  — магн. дипольные моменты перехода  $i \rightarrow k$  в молекуле, ответственного за О. а. (суммирование производится по всем состояниям молекулы). Из (1) следует, что О. а. имеется только у хиральных молекул, где эти моменты параллельны и оба перехода разрешены.

При упорядоченном расположении хиральных молекул появляются ещё вклад квадрупольных моментов и векторного промавления  $[pm]$ ; суммарная О. а. может быть больше. В частности, она сильно возрастает в хиральных структурах; в этом случае вклад в О. а. могут давать и молекулы тех групп, где отсутствует лишь центр симметрии ( $C_2, C_{2v}, D_{2d}, S_4$ ). О. а. может также возникать (индуцироваться) и в симметричных молекулах, к-рые находятся в асимметрии. поле хиральных молекул (напр., растворителя или матрицы).

**Структурная (кристаллическая) О. а.** В кристаллах, где существует дальний порядок, вклад в О. а. помимо хиральных молекул (если таковые имеются) дают коллективные процессы, в основном процессы переноса. Эти процессы могут создавать О. а. в веществе, где отд. частицы не хиральны, при наличии в кристалле необходимых элементов симметрии. В табл. приведены те классы симметрии кристаллов, в к-рых может возникать О. а. молекулярной и структурного происхождения.

## Оптическая активность кристаллов

Класс симметрии	Молекулярная	Структурная
432 (O), 23 (T)	•	—
222 (D <sub>2</sub> )	•	•
622 (D <sub>6</sub> ), 32 (D <sub>3</sub> )	•	•
4 (C <sub>4</sub> ), 4 (C <sub>2</sub> )	•	•
3 (C <sub>3</sub> )	•	•
22 (C <sub>2v</sub> )	•	•
4 (C <sub>2</sub> )	•	•
222 (D <sub>2</sub> )	•	•
222 (C <sub>3v</sub> )	•	•
3 (C <sub>3</sub> )	•	•
m (C <sub>s</sub> )	•	•
1 (C <sub>1</sub> )	•	•

Примечания: \* — О. а. отлична от нуля, знак минус — О. а. равна нулю.

ладающих хиральной структуры, каждая экситонная аэона расщепляется на две — правую и левую, что и создаёт О. а. в области частот экситонных линий поглощения со своеобразным ходом дисперсии вращения, различным для кристаллов из хиральных или симметричных молекул. Сказанное относится и к валентным и ионным кристаллам; в последних особенно существенна деформация ионных группировок солевым вдутом. В полупроводниковых кристаллах имеется значительный вклад свободных носителей и межзонных переходов. Экспериментально показано, что О. а. может возникать на вакансиях и на дефектных структурах, а также на примесных центрах.

Дисперсия О. а. была замечена ещё Бро, установившим, что  $\alpha \sim \lambda^{-2}$ . Такая (т. н. нормальная) дисперсия наблюдается вдали от области поглощения (напр., кварц имеет в видимой области спектра сильную дисперсию вращения, хотя полоса поглощения у него ок. 180 нм). В области полос поглощения наблюдается сложная зависимость  $\alpha$  от  $\lambda$  (т. н. аномальная дисперсия) и О. а. характеризуется «комплексным вращением»:

$$\Phi = \varphi - i\theta = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} (n_{\perp} - i\kappa_{\perp}) - (n_{\parallel} - i\kappa_{\parallel}),$$

где  $\kappa_{\pm}$  — коэф. поглощения волны с правой и левой круговой поляризацией. Т. к. эти коэффициенты разные, то в области полос поглощения наблюдается *круговая дихроизм*, а свет, поляризованный линейно, превращается в эллиптически поляризованный.

В мощных световых полях может возникать *нелинейная оптическая активность* в результате двухфотонного поглощения, вклада нелинейной поляризуемости, ориентировочного влияния светового поля, в особенности при его круговой поляризации. Последние процессы особенно заметны для макромолекул. Нелинейная О. а. наблюдается.

Очень слабая О. а. ( $\sim 10^{-3}$  рад) может возникнуть у атомных и молекулярных систем вследствие несохранения чётности при слабых взаимодействиях. Эти эффекты обнаружены экспериментально на парах тяжёлых металлов.

О. а. широко используется в молекулярной физике и химии для исследования пространственной структуры молекул, полимеров и биополимеров, надмолекулярных структур, кристаллов, внутри- и межмолекулярных взаимодействий. Разработаны способы исследования оптически неактивных веществ, в к-рых индуцируется О. а.

О. а. измеряется с помощью поляриметров и сахариметров для определённой длины волны; обычно это D-лина Na (a<sub>D</sub>). Дисперсия О. а. измеряется спектрополяриграфом. О. а. можно оценивать по измерениям кругового дихроизма на дихроиграфах, т. к. этот метод обладает большим разрешением. Измерения О. а. более информативны, чем др. методы спектроскопии, они позволяют выявлять и исследовать слабые, запре-

щённые, магн. дипольные и квадрупольные переходы, в обычных спектрах маскируемые более сильными. О. а. необычайно чувствительна к межмолекулярным взаимодействиям и изменениям внеш. параметров, сильно зависит от растворителя и темп-ры (может менять не только величину, но и знак), резко меняется при фазовых переходах, поскольку все эти факторы влияют на симметрию молекулы или относительно расположение молекул.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Агранович В. М., Гитинбург В. Л., Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теории экситонов, 2 изд., М., 1979; Кивель В. А., Вурко В. И., Гиротропы кристаллов, М., 1980; Вирвич В. Н. и др., Эффект несохранения чётности в атомном вакууме, «Изв. АН УССР», 1984, т. 87, с. 1775; Кивель В. А., Индуцирование гиротропии как новый метод исследований в физике конденсированных сред, «ФНН», 1985, т. 147, с. 559. Е. А. Рысь.

**ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ** — различие оптич. свойств среды, связанное с зависимостью скорости световой волны от направления распространения и их поляризации. О. а. проявляется в *двойном лучепреломлении, дихроизме, вращении плоскости поляризации*, а также в деполаризации при рассеянии света в среде, в поляризов. люминесценции и т. д. Только в исключительных условиях оптич. изучение определённых поляризации и направлений распространения в оптически анизотропных средах не преобразуется. В прозрачной оптически анизотропной среде световая волна в общем случае представляет собой суперпозицию двух ортогональных поляризов. волн, имеющих разные скорости распространения.

Различают естественную и наведённую О. а. Естествен. О. а. кристаллов обусловлена неодинаковостью по разл. направлениям поля сил, связывающих атомы решётки. Естеств. О. а. веществ, к-рые проявляют её в любом агрегатном состоянии, связана с асимметрией строения отд. молекул таких веществ и обусловленным ею различием во взаимодействиях этих молекул с излучением разл. поляризации, а также особенностями возбуждённых состояний электронов и «ионных остовов» в оптически активных кристаллах.

В макроскопически однородных средах О. а. обусловлена локальной элетрич. анизотропией, т. е. несомпадением в общем случае направления напряжённости элетрич. поля световой волны в данной точке с направлением создаваемых им в этом месте тонов (поляризации). Локальная анизотропия вещества проявляется на масштабах, малых по сравнению с длиной волны света.

В рамках этих представлений все характеристики О. а. макроскопически однородной среды определяются комплексным тензором диэлектрич. проницаемости  $\epsilon_{ij}$ , связывающими компоненты гармонич. вектора индукции  $\text{Re}(D^{(e)0})$  с компонентами гармонич. вектора напряжённости поля  $\text{Re}(E^{(e)0})$  соотношением  $D_j = \epsilon_{jl} E_l$ , где  $j, l = x, y, z$  — индексы проекций на координатные оси, и по повторяющимся индексам производится суммирование. Как и в изотропной среде, в к-рой  $\epsilon_{ij} = \epsilon(\omega)\delta_{ij}$  и  $\epsilon(\omega)$  — скаляр, а  $\delta_{ij} = 0$  или 1 при  $j \neq i$  и  $j = i$  соответственно, разл. компоненты  $\epsilon_{ij}$  оптически анизотропной среды зависят от частоты  $\omega$  (частотная дисперсия), причём пе обязательно одинаково для разных направлений.

Симметрия тензора  $\epsilon_{ij}$  позволяет классифицировать оптически анизотропные среды. Так, при несущественном поглощении света тензор эритов, т. е.  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ . Если при этом он веществен, т. е.  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ , что отвечает спиназноности поляризации и изаиряженности, то среда, называемая оптически неактивной, в общем случае характеризуется тремя величинами  $\epsilon_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ), к-рые определяют диэлектрич. свойства вдоль трёх ортогональных т. п. диэлектрич. осей. Если же  $\epsilon_k$  различны, то в среде есть два выделенных направления, называемых оптич. осями, вдоль к-рых скорость распространения света не зависит от его поляризации. Такие среды наз. двуосными. Если две из

трёх величин  $\epsilon_{ij}$  одинаковы, то в среде есть одна оптич. ось и среда нап. одноосной. Вообще оптич. ось совпадают с диэлектрическими. Наглядно оптическая анизотропия проявляется в таких средах в виде двулучепреломления.

Оптическая структура среды однозначно определяет О. а., и, как правило, она ниже симметрии тензора  $\epsilon_{ij}$ . Напр., кристаллик NaCl с кубич. решёткой — оптически изотропная среда. Следует отметить, что среду можно считать имеющей высокую оптич. симметрию (напр., кубич. кристалл — оптически изотропной средой) с большой точностью, во всё же с условностью, пока не приняты во внимание эффекты дисперсии, протрастированной, определяемые изменением поля волны на длине порядка постоянной решётки. Эти эффекты тесно связаны с переносом токов в среде, в частности с экситонами.

Если в непоглощающей среде тензор — величина комплексная, что указывает на сдвиг по фазе между напряжённостью и индукцией, то такая среда оптически активная (см. *Гиротропия*). Если при этом вещество часть тензора изотропна, т. е.  $\text{Re} \epsilon_{ij} = \epsilon \delta_{ij}$ , то в ней волны круговых поляризаций распространяются не преобразуясь, а плоскость поляризации линейно поворачивается безотносительно к направлению их распространения. Оптич. активность связана с локальным «кручением» структуры вещества, к-рое характеризуется псевдовектором. В намагнитившей среде этот псевдовектор задаётся локальным магн. полем. В немагн. средах оптич. активность есть проявление пространств. дисперсии, причём направление псевдовектора зависит от направления распространения света, а «кручение» определяет псевдовектор, значение к-рого зависит от степени локальной зеркальной диссимметрии среды (молекулы).

Поглощение света в среде описывается антиэрмитовой частью тензора, величинной  $\epsilon_{ij} - \epsilon_{ij}^*$ , свойства симметрии к-рой определяют явления дихроизма и плеохроизма — зависимость поглощения света от его поляризации.

Наведённая О. а. может возникать в оптически изотропных средах под внеш. воздействием, меняющим локальную симметрию. Такими воздействиями могут быть механич., электр., магн. поля, мощные потоки излучения (см. *Фотоупругость*, *Керра эффект*, *Фарадей эффект*, *Коттона — Мутона эффект*, *Нелинейная оптическая активность*).

Лит.: Ландау С. Г., Лифшиц 3 изд., М., 1976; Зоммерфельд А., Оптика, пер. с нем., М., 1953; Ландау Л. Д., Лифшиц В. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Кивель В. А., Буриков В. И., Гиротропия кристаллов, М., 1980.

**ОПТИЧЕСКАЯ ВИСТАВЛЯЕМОСТЬ** — одна из проявлений самовоздействия света в нелинейных системах с обратной связью, при к-ром определённой интенсивности и поляризации падающего излучения соответствует два возможных устойчивых стационарных состояния для прошедшей волны, отличающихся амплитудой и (или) параметрами поляризации. Передающие характеристики таких систем, показывающие зависимость стационарных значений выходной интенсивности  $I_2$ , степени эллиптичности  $\epsilon_2$  и угла наклона  $\Phi_2$  гл. осей эллипса поляризации прошедшего излучения от соответствующих характеристик падающего ( $I_1, \epsilon, \Phi$ ), неоднозначны и обладают ярко выраженными гистерезисными свойствами. При циклич. адиабатич. изменении входной интенсивности или поляризации в широком диапазоне бистабильное устройство функционирует обратимо, причём предыдущее состояние системы однозначно определяет, какое из двух устойчивых состояний при реализуется на выходе.

Именно обратная связь в нелинейных системах является причиной возникновения области значений параметров интенсивности и поляризации падающего излучения, для к-рой передающие характеристики  $I_2(I_1, \epsilon, \Phi), \epsilon_2(I, \epsilon, \Phi), \Phi_2(I, \epsilon, \Phi)$  неоднозначны. В ней фикс-

сиров. значениями  $I, \epsilon, \Phi$  соответствует  $m$  стационарных состояний поля прошедшего излучения. Если устойчивых два из них, то в этой области параметров  $I, \epsilon, \Phi$  в оптич. системе реализуется О. б., если больше — м у л т и с т а б и л ь н о с т ь. Наряду со стационарными состояниями в нелинейной системе с обратной связью могут возникать режимы устойчивого, периодич., субгармонич. и хаотич. изменения интенсивности и поляризации света.

В качестве оптически бистабильных устройств широко используются: пассивные оптич. резонаторы (ОР), содержащие нелинейные среды, где обратная связь возникает за счёт отражения от зеркала; системы с распределённой обратной связью (встречные волны непрерывно взаимодействуют во мн. сечениях нелинейной среды); оптоэлектронные гибридные системы, в к-рых обратная связь осуществляется за счёт управления параметрами оптич. среды электрич. сигналом с детектора прошедшего светового потока. Представляет интерес б е а р е з о н а т о р н а я О. б., обусловленная корреляциями пар атомов в сильном эл.-магн. поле. Оптич. гистерезис и О. б. возникает также в сложных активных лазерных системах.

Бистабильный *инжекционный лазер* на арсениде галлия был предложен Г. Лашером (G. Lasher) в 1964. Первые эксперименты по оптич. гистерезису и О. б. в газовом лазере с нелинейно поглощающей ячейкой были выполнены В. Н. Лисциным и В. П. Чеботаемым в 1968. Теоретически О. б. в пассивных системах была впервые рассмотрена В. Н. Луговым в 1969 при исследовании распространения света через ОР, в к-ром находилась среда с нелинейностью рамановского типа. В 1975—76 С. Мак-Колл (McColl), Х. Гиббс (H. Gibbs), Чёрчильд (G. Churchill) и Т. Венкатесан (T. Venkatesan), используя в качестве нелинейной среды пары натрия, впервые экспериментально наблюдали режим О. б. на выходе ОР Фабри — Перо. Гибридные системы впервые были предложены А. А. Кастальским в 1973.

Интерес к устройствам, в к-рых возможна О. б., объясняется в первую очередь возможностью их применения в качестве мпнаторных, низкоэнергетич. оптич. логич. элементов, работающих при комнатной температуре и обладающих субпикосекундным временем переключения.

Амплитудная бистабильность в пассивном кольцевом ОР. Возникновение О. б. удобно пояснить на примере кольцевого ОР, содержащего изотропную нелинейную среду. В такой системе возможна а б с о р б ц и о н н а я и д и с п е р с и о н н а я О. б. Первая возникает, если от интенсивности света зависит коэф. поглощения, вторая — показатель преломления. Рассмотрим дисперсионную О. б. в предположении неизменности поляризации света в ОР, когда длительность падающего импульса  $\tau_0$  намного больше времени обхода ОР  $\tau_p$  и времени релаксации нелинейности  $\tau$  ( $\tau_0 \gg \tau_p, \tau_0 \gg \tau$ ).

В этом случае изменение медленно меняющейся амплитуды линейно поляризов. волны  $E(t, z)$  в нелинейной непоглощающей среде, помещённой в ОР, описывается ур-нием

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{v} \frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{ik}{n} E. \quad (1)$$

Здесь  $v$  — групповая скорость,  $k$  — волновое число,  $n_0$  — линейный показатель преломления. Зависящая от интенсивности нелинейная добавка  $n_2$  к  $n_0$  удовлетворяет релаксац. ур-нию

$$\tau \frac{dn_2}{dt} + n_2 = \alpha |E|^2, \quad (2)$$

$\alpha$  — константа среды. В кольцевом ОР (рис. 1) линейно поляризованное излучение, проходя через входное зеркало (коэффициент отражения  $r$ ), падает в точку  $z=0$  на нелинейную среду длины  $l$ . Пройдя через неё, оно частично отражается от выходного зеркала (коэффициент отражения  $r$ ), полностью — от двух

других зеркал и снова попадает в среду. Интегрируя (1), (2) и учитывая граничные условия в точке  $z = 0$ , можно получить систему ур-ий для поля на входе в среду  $E(t, 0)$  и для величины изменения (набега) фазы  $\bar{\Phi}(t)$  при прохождении светового импульса через ОР:

$$E(t, 0) = (1 - r)^{1/2} E_0 + r E(t - t_p, 0) \exp[-t(\Phi_0 + \bar{\Phi})],$$

$$\tau \frac{d\bar{\Phi}}{dt} + \bar{\Phi} = \alpha k l |E(t - t_p, 0)|^2. \quad (3)$$

Здесь  $E_0$  — амплитуда падающей волны,  $\Phi_0 = k(n_0 l + L)$ ,  $l + L$  — полная длина ОР. В стационарном режиме система ур-ий (3) сводится к трансцендентному ур-ию для поля в ОР  $(|E|)^2 = I_{вх}$ ,  $|E|^2 \equiv I_0$ :

$$(1 - r) I_{вх} = I_0 [1 + r^2 - 2 \cos(\Phi_0 + \alpha k l I_0)], \quad (4)$$

кроме легко решить графически. Для этого представим (4) в виде системы ур-ий для коэф. пропускания  $T_C = (1 - r) I_0 / I_{вх}$  и полного набега фазы  $\Phi$ :

$$T_C = (1 - r)^2 [1 + r^2 - 2 \cos(\Phi)]^{-1},$$

$$T_C = (1 - r) (\Phi - \Phi_0) / \alpha k l I_{вх}. \quad (5)$$

Первое выражение описывает кривую пропускания (рис. 2, а). Второе выражение в (5) даёт семейство прямых, исходящих из начала координат (для простоты

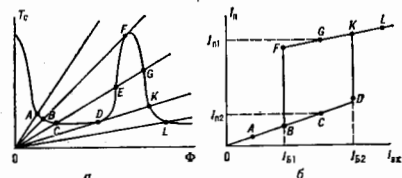


рис. 2. Амплитудная оптическая бистабильность: а — графическое решение уравнений (5); б — зависимость интенсивности света на выходе оптического резонатора от интенсивности линейно-поляризованной накачки.

полагаем  $\Phi_0 = 0$ ), наклон к-рых меняется с изменением интенсивности падающего света. Точки пересечения обеих графиков дают решение ур-ия (4).

При малых и достаточно больших  $I_{вх}$  — это единственно (соответственно точки А и L). При интенсивности падающего света, удовлетворяющих неравенству  $I_01 < I_{вх} < I_02$ , в ОР появляются три рабочие точки (С, Е, G). Граничным интенсивностям соответствуют прямые BF ( $I_01$ ) и DK ( $I_02$ ). Линеаризован (3), можно показать, что если  $\tau \gg t_p$ , то при интенсивностях  $I_01 < I_{вх} < I_02$  из трёх рабочих точек только две, лежащие соответственно на участках BD и FK кривой пропускания (С и G), являются устойчивыми относительно плоскостных возмущений той же поляризации. Рабочие точки, лежащие между D и F на кривой пропускания (напр., Е), оказываются неустойчивыми.

При адабтивной изменении  $I_{вх}$  можно показать, преломления нелинейной среды, а следовательно, и оптич. длина ОР. Возникшая из-за этого фазовая отстройка ОР от нач. состояния приводит к изменению выходной интенсивности. При увеличении входной интенсивности рабочая точка движется по устойчивой части кривой пропускания до точки D ( $I_{вх} = I_01$ ). В ней стационарное решение становится неустойчивым и происходит переход в устойчивую точку К. При дальнейшем увеличении  $I_{вх}$  рабочая точка движется по

устойчивому участку KL кривой пропускания. Уменьшая входную интенсивность, оптич. систему можно вернуть в нач. состоянии (точка А). При этом рабочая точка движется сначала по устойчивой части кривой пропускания LKGF. В точке F ( $I_{вх} = I_01$ ) выходная интенсивность резко уменьшается — система переходит в положение B. Дальнейшее уменьшение  $I_{вх}$  снова связано с движением по устойчивому участку BA кривой пропускания. В результате цикла, изменения входной интенсивности передаточная характеристика  $I_0(I_{вх}) = (1 - r) I_0 e_n = e_n \Phi_n = \Phi$  принимает вид петли гистерезиса (рис. 2, б) и если  $I_{вх}$  лежит между  $I_01$  и  $I_02$ , то интенсивность на выходе может быть либо большой, либо малой в зависимости от того, каким образом изменяется интенсивность (увеличивается или уменьшается). Такое бистабильное поведение лежит в основе двоичных переключающих устройств (см. *Оптические компьютеры*).

О. б. наблюдается в пассивных ОР с разл. нелинейными средами: атомными парами, изотропными средами, жидкими кристаллами, полупроводниками и т. д. Поляризационная О. б. распространяется интенсивного излучения в среде сопровождается изменением его поляризации. Это происходит даже при распространении вдоль оптич. оси, когда для излучения малой интенсивности поляризация не меняется в отсутствие гиротропии. Для распространяющегося вдоль оптич. оси высокоинтенсивного излучения, поляризованного, напр., в плоскости симметрии, часто возникает поляризация, неустойчивость: малые поперечные добавки к вектору E усиливаются по мере распространения излучения. Такая неустойчивость появляется, в частности, в прозрачной изотропной среде с кубич. нелинейностью, где нелинейная поляризация имеет вид

$$P = A_1 E |E|^2 + A_2 E^* (EE) \quad (6)$$

и малые поперечные добавки к E нарастают в интервале  $A_2 \sin 2\delta > 0$ , где  $\delta$  — разность фаз слабой и сильной компонент поля.

Если такая поляризационно-неустойчивая среда помещена в ОР, то флуктуации поляризации могут нарастать во времени. В стационарном режиме прошедшее через ОР излучение оказывается в одном из двух симметричных состояний, отличающихся знаком угла поворота эллипса поляризации относительно исходного направления и направлением вращения вектора напряжённости поля. Линеинной поляризации падающего на ОР излучения ( $I_{вх}$ ,  $e = 0$ ,  $\Phi = 0$ ) соответствуют два возможных набора устойчивых значений параметров  $I_{01}$ ,  $e_{01}$  и  $\Phi_{01}$  ( $t = 1, 2$ ), причём  $e_{01} = -e_{02}$  и  $\Phi_{01} = -\Phi_{02}$ . Это соответствует поляризации О. б. Полный анализ О. б. с учётом изменения поляризации излучения весьма громоздок, поскольку он сводится к анализу зависимости интенсивности  $I_0$  и двух параметров поляризации ( $e_n$ ,  $\Phi_n$ ) прошедшего излучения от соответствующих характеристик падающего. Однако остаётся область параметров оптич. системы, при к-рых возможна О. б. или мультистабильность, а также качественно понять, как проявляется О. б., можно из анализа вида бифуркац. поверхности — поверхности в пространстве параметров падающего излучения, на к-рой меняется число стационарных состояний поля в нелинейном ОР. Она определяется из ур-ия

$$D(I_0, e, \Phi) = 0, \quad (7)$$

где  $D(I, e, \Phi) = \partial(I, e, \Phi) / \partial(I_0, e_n, \Phi_n)$ . Подставляя (4) в (7), можно получить явные выражения для  $I_01$  и  $I_02$  (см. выше). Вопрос об устойчивости стационарных состояний, появляющихся при пересечении бифуркац. поверхности, решается на основе анализа временных ур-ий, аналогичных (3), учитывающих изменение поляризации волны при распространении.

Насколько учёт эффектов поляризац. самовоздействия усложняет передаточные характеристики оптических бистабильных устройств, видно на примере рас-

пространения плоской монохроматич. волны через кольцевой ОР с изотропной нелинейной средой. В этом случае вместо двух ур-ний системы (3) исходной для численного анализа является система четырех ур-ний для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризов. волн  $E_{\pm}(t)$  и соответствующих им нелинейных изменений фазы  $\Phi_{\pm}(t)$ . На рис. 3 приведено стационарное решение системы для линейно поляризов.

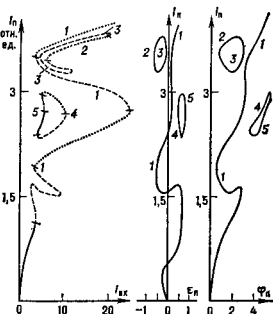


Рис. 3. Передаточные характеристики кольцевого оптического резонатора с нелинейной гиротропной средой при наличии поляризованного самовоздействия: а — зависимость  $I_n(I_{вх})$ ; б —  $I_n(I_n)$ ; в —  $\Phi_n(I_n)$ . Цифрами помечены различные ветви оптической бистабильности.

волны, падающей на ОР, при определенных параметрах последнего. Для каждого конкретного значения  $I_{вх}$  имеется неск. значений  $I_n$  (рис. 3, а, отд. ветви помечены цифрами), для к-рых на рис. 3 (б) и 3 (в) можно определить соответствующие значения  $\epsilon_n$  и  $\Phi_n$ . Области устойчивости показаны только на рис. 3 (а). Здесь сплошной линией изображены решения, устойчивые в двух иррегулярных случаях ( $t_p \ll \tau$  и  $t_p \gg \tau$ ), штрихами — неустойчивые, точками — устойчивые в первом, во неустойчивые во втором.

Устройства с поляризац. О. б., в к-рых кодировка сигнала осуществляется состоянием поляризации света, в ряде случаев имеют преимущества перед амплитудными: в них возможно достижение большего контраста при переключении между устойчивыми состояниями без оптической потери интенсивности волны.

Прожидание светового импульса через нелинейный ОР. Если макс. интенсивность падающего на ОР импульса удовлетворяет неравенству  $I_{01} < I_{макс} < I_{бв}$ , то в процессе распространения его форма и длитель-

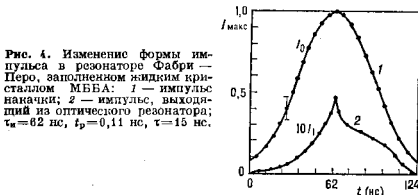


Рис. 4. Изменение формы импульса в резонаторе Фабри-Перо, заполненном жидким кристаллом МБА: 1 — импульсы на входе; 2 — импульсы выходящие из оптического резонатора;  $\tau_n = 62$  нс,  $t_p = 0,11$  нс,  $\tau = 15$  нс.

са в кольцевом ОР с изотропной нелинейной непоглодающей средой в приближении незначительности поляризации света, отличается от (3) лишь тем, что  $E_0$  теперь зависит от времени. Числ. решение этой системы даёт многочисл. примеры изменения формы и длительности светового импульса при прохождении ОР. Наиб. часто эти изменения состоят в компрессии, преобразовании формы (рис. 4), сдвиге вершины импульса, прошедшего ОР, относительно падающего импульса, в появлении нерегулярных осцилляций на временной огибающей. Зависящий от интенсивности поворот эллипса поляризации можно также использовать для формирования импульса заданной формы, т. к. состояние поляризации ( $\epsilon_n, \Phi_n$ ) меняется во времени.

Периодические и хаотические режимы при немодулированном входном сигнале. Границы областей устойчивости стационарных состояний поля чувствительны к изменению параметров нелинейной оптич. системы с обратной связью. Если стационарное решение неустойчиво, то в системе могут возникать автоколебания, а при наличии запаздывания ( $t_p \neq 0$ ) и сцинтилл. динамич. режим, при к-ром поле на выходе меняется хаотически во времени. Напр., в кольцевом ОР при  $\gamma = 0,3$ ,  $\Phi = 2\pi p$  и  $ackl = 1$  стационарные решения ур-ния (3)

$$I_c = 1,79 \text{ (при } I_{вх} = 6,7),$$

$$I_c = 2,07 \text{ (при } I_{вх} = 11,6)$$

становятся неустойчивыми при  $t_p = 3,5\tau$ . При этом в первом случае происходит периодическое (рис. 5, а), а во втором случае хаотич. изменение интенсивности поля  $I_n(t) = (1 - r) |E(t)|^2$  в ОР (рис. 5, б).

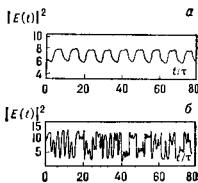


Рис. 5. Режимы периодического и хаотического изменений интенсивности света на выходе кольцевого ОР с нелинейной средой: а — при  $I_{вх} = 6,7, 6$  — при  $I_{вх} = 11,6$ .

В отсутствие поляризац. самовоздействия по мере уменьшения добротности ОР и отношения  $t_p/\tau$  неустойчивыми в определ. области интенсивностей оказываются всё более निकолокальные ветви  $I_n(I_{вх})$ . Поляризац. самовоздействие приводит, с одной стороны, к увеличению числа ветвей пропускания, а с другой — к возникновению автоколебаний, не связанных с конечностью  $t_p$ . При увеличении  $I_{вх}$  или изменении параметров ОР наличие запаздывания ( $t_p \neq 0$ ) приводит к существованию последовательности бифуркаций удвоения периода колебаний  $I_n(t)$ ,  $\epsilon_n(t)$  и  $\Phi_n(t)$ . Качество проявлением поляризац. самовоздействия в условиях оптич. хаоса является «обобществление» хаотич. движения, отвечающего разл. ветвям пропускания. При этом область изменения  $I_n(t)$ ,  $\epsilon_n(t)$  и  $\Phi_n(t)$  охватывает стационарные состояния, принадлежащие разл. ветвям и оказывающиеся неустойчивыми в результате конечности  $t_p$  или поляризац. самовоздействия.

Другие схемы обратной связи. Наиб. широко распространены оптоэлектронные (гибридные) системы, гл. частями к-рых являются электронич. кристалл и электрич. цепь обратной связи. Величина электрич. поля, прикладываемого к кристаллу, зависит от интенсивности прошедшего света. Ур-ние для амплитуды световой волны, прошедшей гибридную систему, аналогично (3) при  $\gamma = 0$ , поэтому в ней О. б., периодич. и хаотич. режимы изменения выходной интенсивности такие же, как и в кольцевом ОР с нелинейной средой. Гибридная система является плоскостовым, чисто дисперсионным и хорошо управляемым устройством,



к-рое удобно использовать для изучения общих свойств оптической бистабильности.

О. б. возникает также при взаимодействии встречных волн в нелинейных средах, в схеме обращения *ванового фронта*, в гофрров. *вановодах*, при отражении от границы раздела между линейной и нелинейной средой, при взаимодействии встречных волн. Возможна О. б. в холестерич. жидком кристалле в результате светондудиров. изменения шага структуры для волн в брэгговском резонансе взаимодействия, а также в случае, когда обратная связь возникает благодаря межтопым корреляциям.

Применение. О. б. является фантастически оптич. аналогом тех электронных гистерезисных явлений, к-рые используются при создании ЭВМ. Запись элементарной информации может происходить, напр., с помощью нелинейной ОР работающего в бистабильном режиме (рис. 2, б). Так, устойчивые стационарные состояния поля, к-рые соответствуют рабоче точки *G* и *C* (соответственно интенсивности  $I_{пл}$  и  $I_{сп}$ ), могут считаться нулем и единицей в двоичной системе. Под действием управляющих импульсов возможен переключения между ними. В частности, переход из нижнего устойчивого состояния в верхнее обеспечивается одним импульсом с достаточно большой пиковой интенсивности, если он распространяется параллельно осн. волне. При этом нач. выходящая интенсивность  $I_{пл}$  сначала возрастает до значения, соответствующего точке *L*, а затем уменьшается до  $I_{пл}$ . Оптические бистабильные устройства могут стать базовыми элементами систем *оптической обработки информации*, оптич. логич. и компьютерных систем (см. *Оптические компьютеры, Памяти устройств, Логические схемы*).

Лит.: Луговой В. Н., Нелинейные оптические резонаторы (свойства и применение в лазерах). Обзор, «Квантовая электроника», 1979, т. 6, с. 2053; Ариелли С. М., Оптическая бистабильность, мультистабильность и неустойчивости в жидких кристаллах, «УФН», 1987, т. 153, с. 373; Гибс Х. М., Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1988; Великович А. Л., Дикман М. И., Макарова В. А., Бистабильность, автоколебания, хаос при полупроводниковой самоорганизации, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1989, т. 23, № 6, с. 1088; Розанов Н. Н., Федоров А. В., Ходов Г. В., Эффекты пространственной распределенности в оптической бистабильности и оптическое вычисление, там же, с. 1083; Железев В. И., Поляризованные неустойчивости и мультистабильность в нелинейной оптике, «УФН», 1989, т. 157, с. 683.

**ОПТИЧЕСКАЯ ДЛИНА ПУТИ** между точками *A* и *B* в прозрачной среде — расстояние, на к-рое свет (оптич. излучение) распространяется в вакууме за то же время, за какое он проходит от *A* до *B* в среде. Поскольку скорость света в любой среде меньше его скорости в вакууме, О. д. п. всегда больше реально проходимогo расстояния (в предельном случае вакуума равна ему). В оптич. системе, состоящей из *p* однородных сред (траектория луча света в такой системе

— ломаная линия), О. д. п. равна сумме  $\sum_{k=1}^p l_k n_k$ , где  $l_k$  — расстояние, пройденное светом в *k*-й среде ( $k = 1, 2, \dots$ ),  $n_k$  — показатель преломления этой среды. В среде с плавно меняющимся  $n(l)$  (траектория луча в такой среде — кривая линия) О. д. п. есть

$\int_{A(B)} n(l) dl$ , где  $dl$  — бесконечно малый элемент траекто-

рия луча. Понятие «О. д. п.» играет большую роль в оптике, особенно в *геометрической оптике* и *кристаллооптике*, позволяя сопоставлять пути, проходимые светом в средах, в к-рых скорости его распространения различны. Гем. место точек, для к-рых О. д. п., отсчитываемая от одного источника, одинакова, наз. *поверхностью световой волны*; световые колебания на этой поверхности находятся в одинаковой фазе. О. д. п. луча света между двумя произвольными точками пространства предметов и пространства изображений наз. *эйкономом*. См. также *Работа зова лучей, Ферма принцип*.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1, М.—Л., 1948; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Воронин М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

**ОПТИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ** — процесс записи информации, переносимой оптич. излучением, а также область науки, изучающая эти процессы. О. з. и. осуществляется на т. н. оптич. носителях информации — физ. телах, используемых для сохранения в них или на их поверхности оптич. информации. О. з. и. основана на светондудиров. процессах в регистрирующей среде, к-рые приводят к изменению состояния или формы носителя. О. з. и. может включать в себя также доп. обработку носителя, напр. проявление, закрепление, изменение размеров и т. д.

Для О. з. и. можно использовать изменение любого физ.-хим. свойства регистрирующей среды (электронного состояния, атомной структуры, намагнитченности и т. д.). Однако в осн. используют изменение двух параметров: комплексного показателя преломления  $\mu = n - ik$  и оптич. длины пути  $l = l_r (l_r$  — геом. путь,  $l$  — показатель преломления среды,  $k$  — характеризует поглощение). Изменение величин  $\Delta k$ ,  $\Delta l$  и  $\Delta l$  под действием оптич. излучения даёт соответственно амплитудную, фазовую и рельефо-фазовую запись. Существует класс региструющей среды (галогенидосеребряные, фотохимические (см. *Фотохимические материалы*), электрооптические, магнитооптические и разл. полупроводники — аморфные, органич., молекулярные. В галогенидосеребряных средах можно получить амплитудную ( $\Delta k \gg \Delta l$ ) или фазовую ( $\Delta l \gg \Delta k$ ) запись. В аморфных полупроводниках фотофиз. реакции приводят к амплитудной записи. В органич. полупроводниках в эл.-фотогр. процессе записи реализуется амплитудная, а в фототермопластической — рельефо-фазовая записи (см. *Фазовая рельефография*). В магнитооптических средах, меняющих намагнитченность под действием света, О. з. и. её воспроизведение происходит с использованием эффекта Фарадея.

Параметры оптической регистрации. Важнейшими параметрами оптич. регистрирующей среды являются: уд. энергия *W* (табл.), характеризующая уд. светочувствительность *S* среды ( $W = 1/S$ ) и равная величине входного сигнала, при к-рой достигается заданное отношение сигнал/шум в выходном сигнале (обычно *W* измеряется в Дж/см<sup>2</sup>); разрешающая способность *R* (в мм<sup>-1</sup>) или плотность записи (бит/см<sup>2</sup>, бит/см<sup>3</sup>); энергия, необходимая для записи одного бита информации, характеризующая информ. светочувствительность *S*<sub>инф</sub> (обычно измеряется в Дж/бит); обратимость записи, характеризуемая числом циклов перезаписи, возможность записи в реальном времени. Уд. и информ. светочувствительности среды связаны соотношением  $S^{-1}$  инф =  $kS^{-1}$  Дж, где *k* — коэф., зависящий от способа измерения *R*. Светочувствительность сред изменяется в пределах 14 порядков, соответственно, *W* от 1 до 10<sup>-11</sup> Дж/см<sup>2</sup>. Энергия записи одного бита информации изменяется от 10<sup>-9</sup> Дж/бит (типичная величина для прямой записи) до 10<sup>-16</sup> Дж/бит (для наиб. чувствительных галогенидосеребряных сред) и до 5·10<sup>-15</sup> Дж/бит для наиб. чувствительных несеребряных сред), т. е. она значительно меньше, чем для электронных вычислит. систем (10<sup>-12</sup>—10<sup>-19</sup> Дж/бит). Ряд сер. разл. классов позволяет выполнять обратную оптич. запись. К таким средам относятся халькогенидные типа TeO<sub>2</sub>, оксиды ванадия VO<sub>2</sub> (число циклов перезаписи не менее 10<sup>9</sup>), гетероструктурные фототермопластич. среды (число циклов перезаписи не менее 10<sup>3</sup>).

Светондудированные процессы в разл. веществах сводятся к трём типам реакции: фотонерон носителя заряда (без изменения структуры вещества); светондудир. фазовые переходы (фотоструктурные изменения вещества); селективное электрон-фононное преобразование центров (процессы выжигания провалов в бесфононных линиях).

Фотопереносом электронов обусловлено большинство фотохимических реакций в ионных кристаллах и органич. соединениях, а также процессы фотореакции в эл.-оптич. кристаллах. В халькогенидных стеклообразных полупроводниках фотоперенос заряда является определяющим при интенсивности света  $< 100 \text{ Вт/см}^2$ , а при больших интенсивностях процессы носят фототермич. характер. Световые индуцированные фазовые переходы в большинстве случаев фототермические, поглощённая световая энергия вызывает нагрев вещества. Фототермич. запись наиб. детально изучена в аморфных халькогенидных полупроводниках (теллури, биварные соединения типа  $\text{As}_2\text{S}_{100-x}\text{TeO}_x$ ). В них индуцируемые светом реакции фазовых переходов «аморфное состояние — кристаллич. состояние» по светочувствительности не уступают реакциям фотопереноса (см. табл.). Селективное электрон-фононное преобразование в центрах в твёрдых телах путём лазерного

реакция связана с распадом высокоэнергетич. электронного состояния на неск. низкоэнергетич. состояний или с размножением электронных возбуджений в сильном электрич. поле. Такими процессами являются, напр., фотонное умножение в полупроводниках и распад высокоэнергетич. электронных состояний в щёлочно-галогенидных кристаллах, галогенидосеребряных средах, аморфных и органич. полупроводниках. Величина  $\eta$  и уровень усиления первичной записи определяют предельную светочувствительность сред.

Основные типы носителей оптической информации. Существуют три способа оптич. записи: аналоговый, побитовый, голографический, к-рые используются со всеми типами оптич. носителей информации. Первые исследования по О. з. и. были выполнены Гольдбергом (Goldberg) в 1926 на фотозумлящих в виде микрофотографий. Была достигнута предельная плотность записи информации для димерной записи  $10^8 \text{ бит/см}^2$ . Микрофотография (микрофизия) обладает высокой разрешающей способностью, и информация на них может храниться десятилетиями. Однако этот способ не получил широкого распространения для обработки информации ввиду трудности выборки микрофотогр. информации. Разработкой регистрирующих сред для прямой О. з. и. в реальное время завершились появлением в 1982 оптич. дисков памяти (см. Памяти устройств), к-рые используются на мировом рынке в видеоприставках и видеоприставках. Высокое качество звуко- и видеосопровождения обеспечило их широкое распространение. В оптич. дисках памяти применяется оптич. побитовая запись в тонких металлах, и полупроводниковых плёнках. Сравнительно простая технология, высокая стоимость носителей и процессов записи (запись одного бита информации в  $\sim 10^8$  раз дешевле, чем магнитная на дисках и лентах), а также надёжность в эксплуатации явились решающими факторами их широкого практич. применения. Они обладают высокой разрешающей способностью (плотность записи  $10^8 \text{ бит/см}^2$ ) и высокой светочувствительностью ( $10^9 \text{ Дж/бит}$ ), позволяющей осуществлять запись с маломощными (5—10 мВт) полупроводниковыми лазерами.

Пространственно-временные модуляторы света обладают высокой светочувствительностью, с ними возможны быстрые запись и стирание, высокая цикличность, они используются для ввода оптич. неогерентных изображений в информац.-вычислит. системы, в оптич. слепеппроцессорах для обнаружения, опознавания образов и слежения, для анализа и преобразования изображений.

О голографич. записи информации см. в ст. Голограммы, Голографическое распознавание образов, Голография.

Лит.: Фризер Х., Фотографическая регистрация информации, пер. с нем., М., 1978; Ву Га в А. А., Захарченко В. П., Чуиловский Ю. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979; Акимов И. А., Черкасов Ю. А., Черкашин М. И., Сенсибилизированный фотоэффект, М., 1980; Исчербытые фотофизические процессы, под ред. А. Л. Каргулинского, Л., 1984; Шварц К. К., Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках, Рига, 1986; Пространственные модуляторы света, М., 1987; Черкасов Ю. А., Ву в о П. А., CdSe-ФТП — новая регистрирующая среда для пространственных модуляторов света широкой области спектра, Труды ГОИ, 1988, т. 70, в. 204, с. 67 (Июния, изд. V).

Ю. А. Черкасов.

ОПТИЧЕСКАЯ ЛОКАЦИЯ — обнаружение, определение координат и распознавание разд. объектов с помощью эл.-магн. волн оптич. диапазона. О. л. как самостоят. область науки и техники возникла и определилась с появлением лазеров в нач. 60-х гг.

Малая длина волны излучения оптич. диапазона приводит к различию О. л. от радиолокации. Применение лазеров позволяет формировать узкую диаграмму направленности излучения ( $\sim 10^{-4}$  рад) при относительно небольших диаметрах коллимирующей оптики, что обеспечивает большую точность определения угл. координат объектов, распознавания их фор-

Параметры регистрирующих сред для оптической записи

Регистрирующие среды	W, Дж/см <sup>2</sup>	S, ед. ГОСТ	R, мм <sup>-1</sup>	S инфр. Дж/бит
Галогенидосеребряные: Polaroid Type 410 Royal X — Pan Kodak	$10^{-11}$ (1—5) · 10 <sup>-10</sup>	10 <sup>4</sup> 10 <sup>8</sup>	10 60	$10^{-14}$ $10^{-12}$ — 2 · 10 <sup>-16</sup> $10^{-14}$
Kodak 649F . . . . .	$3 \cdot 10^{-3}$	0,01	5 · 10 <sup>4</sup>	$10^{-14}$
Фотокромные: ионные кристаллы стекла . . . . .	$10^{-2}$ —5	—	—	$10^{-4}$ — 2 · 10 <sup>-10</sup>
Электрокромн. кристаллы: кристаллы LiNbO <sub>3</sub> керамика . . . . .	$5 \cdot 10^{-3}$ 0,1—0,8	—	4 · 10 <sup>4</sup>	3 · 10 <sup>-14</sup>
Аморфные полупроводники	$10^{-2}$ —10 <sup>-4</sup>	—	3 · 10 <sup>4</sup>	$10^{-9}$ $10^{-9}$
Магнитоорганические Органич. полупроводники: фототермопластики резолан . . . . .	$5 \cdot 10^{-3}$ $10^{-2}$	0,1 —	2 · 10 <sup>4</sup> —	$5 \cdot 10^{-14}$ — $10^{-9}$
Фотокромные . . . . .	1	—	—	$10^{-9}$
Молекулярные . . . . .	$10^{-4}$	—	—	$10^{-9}$
Оптические биестабилиз. УО . . . . .	$10^{-4}$	—	2 · 10 <sup>4</sup>	3 · 10 <sup>-14</sup>
Гетероструктурные: CdSe-термопластик	$10^{-7}$	10 <sup>4</sup>	500	$5 \cdot 10^{-15}$

выжигания спектральных провалов на бесфононных линиях реализуется на молекулярных центрах в ионных кристаллах, органич. твёрдых телах и др. Спектры поглощения и люминесценции молекулярных центров в твёрдых телах и замороженных растворах состоят из характерных бесфононных линий (чисто электронные переходы) с широкими фононными крыльями. Если интенсивность бесфононных линий существенно превышает интенсивность фононных крыльев, то с помощью лазера можно сделать спектральный провал «выжечь» узкую бесфононную линию в пределах всего спектра неоднородного ушрения. Лазерное возбуждение переводит центр в метастабильное или ионизов. состояние. Меняя частоту лазера, можно выжигать  $\sim 10^8$  бесфононных линий в пределах полосы фононных крыльев. Этим способом удастся существенно превысить дифракц. предел оптич. записи на двумерных средах ( $10^8 \text{ бит/см}^2$ ), доведи его до  $10^{11} \text{ бит/см}^2$ .

Для световиндуциров. процессов, согласно закону Эйнштейна, один поглощённый квант света вызывает один элементарный акт в веществе. Для количеств. характеристики действия света вводят понятие квантового выхода  $\eta$ , определяемого как отношение ср. количества элементарных актов световиндуциров. процессов или реакций  $N_0$ , возникших под действием  $N$  поглощённых квантов света, к числу этих квантов:  $\eta = N_0/N$ . В прямых световиндуциров. реакциях без доподжит. усиления эффекта, вызванного светом, квантовый выход не может превышать единицу. Он может быть больше единицы (до десятков), если вызванная светом

мм и высокую помехозащищённость. Оперативные высокоточное измерение координат объекта — гл. достоинство оптич. локационных систем при сравнительно небольших габаритах, массе и энергопотреблении.

Параметры систем О. л. зависят от характеристик осн. используемых узлов: лазера, фотоприёмника, сканирующего устройства, модулятора и т. д. Наиб. широко в О. л. применяются лазеры, генерирующие в ИК-области спектра — полупроводниковые, твердотельные, газовые. Полупроводниковые лазеры обеспечивают как непрерывный режим (до сотен мВт), так и импульсный (до сотен Вт) в ближней ИК-области спектра ( $\lambda \approx 0,8-0,9$  мкм). Модуляция полупроводниковых лазеров, как правило, осуществляется током накачки. Из твердотельных лазеров в О. л. используются лазеры на разл. матрицах, активированных ионами неодима, в частности на основе алюминотригетового граната ( $\lambda = 1,06$  мкм). Лазер на гранате, обладающий низким порогом возбуждения и хорошей теплопроводностью, может работать при больших частотах повторения импульсов, а также и в непрерывном режиме излучения при кид до 3%. Предпочтительны в О. л. лазеры на двуокиси углерода ( $\text{CO}_2$ -лазеры) с  $\lambda = 10,6$  мкм, имеющие большой кпд ( $\sim 10\%$ ), мощность излучения от единиц Вт до кВт в непрерывном и МВт в импульсном режимах, узкую линию излучения (неск. кГц).

Для поиска лоцируемого объекта и получения его изображения применяются электромеханич. системы сканирования пучка излучения в виде зеркал, оптич. кливьев и т. д.; для быстрого сканирования используются пьезоэлектрич. и вакуумно-электр. дефлекторы с частотой сканирования до единиц кГц.

Прём сигналов в видимой области спектра ( $\lambda = 0,4-0,7$  мкм) обычно осуществляют фотозелеными умножителями, использование их в области  $\lambda > 0,9$  мкм нецелесообразно из-за резкого уменьшения квантовой эффективности фотокатода ( $< 1\%$ ). В диапазоне 0,9—3 мкм применяются кремниевые фотодиоды, рпн-диоды, лавинные фотодиоды, МОП-диоды (см. *Полевые транзисторы*) с квантовой эффективностью, достигающей 10%. Создание систем О. л. в диапазоне 10 мкм в значит. степени связано с разработкой высококонтрастных и быстродействующих фотодиодов на основе тройных соединений (HgCdTe), работающих при охлаждении жидким азотом (77 К).

В видимой и ближней ИК-области спектра пороговая чувствительность фотоприёмников определяется квантовыми шумами, поэтому, как правило, применяется прямой метод приёма. В дальней ИК-области спектра (10,6 мкм) для повышения пороговой чувствительности приёмников до чувствительности, ограниченной квантовыми шумами сигнала, применяют гетеродинный приём. В этом случае на фотоприёмник одновременно с принимаемым сигналом направляется излучение опорного лазера (гетеродина); в результате взаимодействия возникают колебания комбинац. частот, одна из к-рых (как правило, это разность частот) фильтруется и усиливается. Этот метод приёма реализуется с  $\text{CO}_2$ -лазерами, обладающими высокой стабильностью частоты излучения. При малом отношении сигнал/шум преимущественно обладает гетеродинный метод приёма, однако более точный выбор метода приёма зависит от ряда факторов, связанных с практич. реализацией.

Локация объекта. Осн. задачей О. л., так же как радиолокация, является определение дальности до объекта, к-рое производится путём измерения задержки во времени прихода отражённого сигнала относительно излучающего: дальность  $R$  вычисляется по ф-ле  $R = ct/2$ . Погрешность измерения  $R$  обуславливается ошибками в измерениях временного интервала между обходящим и отражённым импульсами, непостоянством показателя преломления и турбулентностью атмосферы, а также изменением условий отражения излучения от объекта. Разброс величин временного интервала носит статистич. характер из-за наличия случай-

ных помет на входе приёмника наряду с полезным сигналом. Погрешность считывания временного интервала цифровым измерителем можно уменьшить количеством измерений. Флуктуации интенсивности в импульсе вызывают появление случайной ошибки, к-рая ограничивает точность всей системы. При одиночном измерении среднеквадратичная погрешность в определении дальности составляет 5—10 м. В прецизионных импульсных оптич. дальнометрич. системах погрешность может быть снижена до единиц см. Это достигается повышением точности прогноза условий распространения излучения, применением методов статистич. обработки серии измерений, уменьшением длительности импульсов до единиц нс, измерением временного интервала по центру энергии импульса, введением временного стробирования. Дальнейшее уменьшение погрешности измерения дальности до объекта возможно с помощью фазового метода (см. *Обращение волнового фронта, Адаптивная оптика*), к-рый в основном применяется в геодезич. светодальнометрах. В ряде случаев используются углоковые отражатели, позволяющие существенно повысить уровень принимаемого сигнала за счёт высокой направленности отражённого излучения и тем самым увеличить дальность локации.

Обнаружить лоцируемый объект можно непосредственно оптич. локатором, для чего сканируют излучаемым пучком пространство предполагаемого нахождения объекта. Т. к. лазерный пучок имеет малый угол расходимости, то быстрый поиск целей в больших областях пространства затруднён, поэтому оптич. локаторы часто применяются совместно с др. устройствами, осуществляющими быстрый обзор больших областей пространства, обнаружение объектов и наведение на них оптич. осн приемоуправляющей оптич. системы локатора. Для целеуказания могут быть использованы радиотехн. средства и пассивные оптико-электронные приборы, оптич. или телевизионные визиры и тепловизионаторы.

Для определения угл. координат объекта используется либо зависимость амплитуды отгибавшей притяжных импульсов от разности углов между направлением максимума результирующей диаграммы излучения и направлением прихода излучения, отражённого от объекта, либо зависимость величин принимаемых импульсов от направления прихода излучения с помощью четырёхплощадного координатно-чувствит. фотоприёмника. Напряжения, пропорц. величине отклонения изображения объекта вдоль координат  $x, y$  от оптич. осн, подаются на исполнительные блоки, к-рыми обычно являются электромеханич. устройства (электронно-оптич. вли гидроскопы).

Обработка сигналов, отражённых от подвижных объектов, в общем случае отличается от обработки сигналов, отражённых от неподвижных объектов. Осн. особенностью сигнала, отражённого от движущегося объекта, является изменение несущей частоты по сравнению с частотой излучаемого сигнала — *Доплера эффект*. Практически реализуются оптич. локаторы с импульсными и непрерывными доплеровскими сигналами, если излучаемые и принимаемые световые колебания имеют достаточно высокую степень когерентности, а обработка сигналов производится при гетеродинном приёме.

Примерами систем О. л. могут служить лазерные системы автоматич. сопровождения, определения координат и траекторий ИСЗ, снабжённых угловыми отражателями, системы стыковки космич. аппаратов и т. д. Системы О. л. широко применяются для исследования распределения аэрозольв в атмосфере, формы облаков, скорости ветра. Приборы для этих целей называются  $\alpha$  и  $\beta$  м. Системы О. л. в процессе обзора заданной области пространства дают изображение объекта с большим разрешением, чем радиолокация.

В оптич. локационных системах австракция цифровые вычислит. средства с целью реализации сложных ал-

горитмов статистич. обработки сигнала, распознавания образов, реализации программы адаптации оптич. локац. систем, работающих при существенно изменяющихся условиях эксплуатации, преобразования координат из одной системы в другую.

Сущность недостатков оптич. детекторов — затруднит. использование их в сложных метеорологических условиях (дождь, туман и т. п.) для локации объектов на дальних расстояниях.

Лит.: Лазерные измерительные системы, под ред. Д. П. Зульнова, М., 1984; Морозов В. В., Оптико-локационные системы, М., 1984; Малаши М. С., Каменский В. П., Борисов Ю. В., Основы проектирования лазерных локационных систем, М., 1983; Лебедевко Е. Г., Порфирьев Д. Ф., Хайтун Ф. И., Теория и расчет импульсных и цифровых оптико-электронных систем, Л., 1984; Лазерная локация, под ред. Н. Д. Устинова, М., 1984.

Ю. В. Попов, В. В. Волонский.

**ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА** — полуфеноменологич. метод описания упругого рассеяния адронных объектов на ядрах. Налетающей на ядро частицей может быть адрон (нуклон, л- или К-мезоны и т. д.), лёгкое ядро (дейтрон,  $\alpha$ -частица) или тяжёлый ион. Исторически О. м. я. возникла как теория, описывающая рассеяние нуклонов на ядрах. Для этого случая она наиб. обоснована теоретически и имеет наилучшее соответствие с экспериментом. Согласно О. м. я., нуклон рассеивается ядром, как потенциальной ямой, описываемой выражением, содержащим мнимую часть, соответствующую поглощению нуклона. Комплексный ядерный потенциал, действующий на нуклон, наз. оптич. потенциалом (ОП). Распространение нуклона в поле с таким потенциалом аналогично прохождению света через полупрозрачную среду с комплексным показателем преломления (отсюда и назв. модели). Действит. часть ОП  $V(r)$  определяет коэф. преломления среды, а мнимая — коэф. поглощения.

О. м. я. предшествовала модель, предложенная в 1935 Э. Ферми (E. Fermi) и Х. Бете (H. A. Bethe) независимо, по к-рой действие ядра на падающую частицу заменялось обычной *потенциальной ямой*. Согласно такой потенциальной модели, сечение рассеяния нуклона на ядре должно плавно зависеть от энергии нуклона  $\mathcal{E}$  и *массового числа ядра А*. Однако в экспериментах по рассеянию медленных нейтронов (с энергиями от неск. кэВ до неск. МэВ) обнаруживались густые и узкие резонансы [что получило объяснение в 1936 в модели *составного ядра* Н. Бора (N. Bohr)]. Впоследствии всё же оказалось, что средние сечения рассеяния можно описывать как потенциальное рассеяние, если добавить к потенциальной яме  $V(r)$  мнимую часть  $iW(r)$ , к-рая учитывает (в среднем) вклад неупругих процессов в упругое рассеяние. Хотя идея о введении в ядерный потенциал мнимой части была выдвинута Бете ещё в 1940, О. м. я. в совр. виде возникла лишь в 50-е гг., когда появились систематич. данные о рассеянии на ядрах нуклонов более высоких энергий с  $\mathcal{E} \geq 10$  МэВ.

В рамках этой модели ОП нуклона содержит также спин-орбитальный член  $V_{SO}(r)\sigma l$  ( $\sigma$  — Паули матрица,  $l$  — операторы орбитального угл. момента). Потенциал, действующий на нуклон, зависит от ориентации его спина  $\sigma$  относительно плоскости рассеяния (угл.  $\theta$ ). В результате спин-орбитального взаимодействия нейтроны, нуклы в процессе рассеяния становятся частично поляризованными (рис. 1).

Т. о., дифференц. сечения рассеяния нуклона на ядре находятся решением *Шрёдингера уравнений*

$$\left\{ -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + V(r) + iW(r) + V_{SO}(r)\sigma l \right\} \psi(r) = \mathcal{E} \psi(r). \quad (1)$$

Отрицат. значение  $V$  определяется притягательным характером ядерных сил, а положительное  $W$  — условием поглощения нуклона ядром.

Действит. часть ОП обычно выбирают в виде т. н. *потенциала Вуда — Саксона*

$$V(r) = -V_0(N, Z, \mathcal{E})/f(r), \quad (2)$$

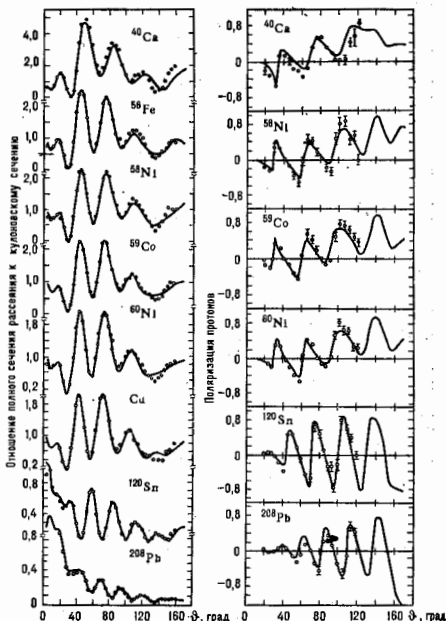


Рис. 1. Дифференциальные сечения рассеяния и поляризации для рассеяния протонов на ядре ядер в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  в системе центра масс.

где  $V_0(N, Z, \mathcal{E})$  наз. глубиной ОП,  $f(r)$  определяется выражением

$$f(r) = \{1 + \exp[(r - R)/a]\}^{-1}, \quad R = r_0 A^{1/3}. \quad (3)$$

В ф-лах (2) и (3)  $N$  — число нейтронов,  $Z$  — число протонов в ядре,  $r_0, a$  — параметры О. м. я. В случае протонов ОП содержит также кулоновский потенциал, к-рый обычно берётся в таком же виде, что и в модели оболочек для протонов (см. *Оболочечная модель ядра*). Мнимую часть  $W(r)$  иногда выбирают также пропорциональной  $f(r)$  (объёмное поглощение), но чаще — в поверхностной форме:

$$W(r) = W_0(N, Z, \mathcal{E}) r_0 \delta f/dr.$$

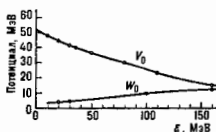
Точное описание эксперим. данных по рассеянию нуклонов на ядрах требует подбора параметров  $r_0, a$  для каждого ядра и для каждой энергии нуклона. Однако приближённо эти параметры можно считать одинаковыми для всех ядер, за исключением самых лёгких, и не зависящими от энергии. Т. н. параметр диффузности  $a$  ( $\approx 0,6$  Фм) близок к соответствующей величине для зарядовой плотности,  $r_0$  ( $\approx 1,25$  Фм) несколько больше, чем соответствующий параметр для плотности нуклонов в ядре, что связано с конечным радиусом ядерных сил. Слабо зависит от числа нуклонов величины  $W_0, V_{SO}$ , а зависимость глубины ОП от  $N$  и  $Z$  аппроксимируется выражением

$$V_0(Z, N, \mathcal{E}) = V_1(\mathcal{E}) + V_2(\mathcal{E})(N - Z)/A.$$

Зависимость от энергии  $\epsilon$  наиб. существенна для членов  $W_0$  и  $W_0'$  (рис. 2).

Макроскопич. теория ядра как системы мн. тел позволяет рассчитывать ОП нуклонов. В Хартри —

Рис. 2. Зависимость от энергии нейтронов  $\epsilon$  действительной и мнимой частей оптического потенциала (для случая объемного поглощения).



Фока методе с эфф. силами или в самосогласов. теории конечных ферми-систем ОП выражается через феноменологич. эффективные нуклон-нуклонное взаимодействие (NN-силы). В теории ядерной материи Бете — Бракера или в вариан. методах ОП вычисляются из первых принципов, исходя из взаимодействия свободных нуклонов. Простейшие диаграммы Фейнмана для ОП изображены на рис. 3 (см. Фейнмана диаграммы).

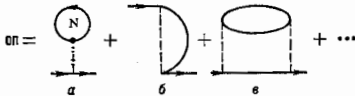
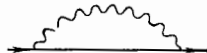


Рис. 3. Простейшие диаграммы для оптического потенциала нуклона; сплошная линия символизирует распространение нуклона ядра, пунктир — нуклон-нуклонное взаимодействие (суммирование по всем нуклонам ядра).

С позиций микроскопич. теории, ср. поле модели оболочек является аналитич. продолжением ОП в область отрицат. энергий  $\epsilon = \mu \approx -8$  МэВ (при этом  $W = 0$ ). Наоборот, О. м. я. можно рассматривать как распространение модели оболочек в континуум. Микроскопич. теория ядра объясняет (качественно) зависимость параметров ОП от энергии нуклона  $\epsilon$ . Так, рост  $W_0$  с ростом  $\epsilon$  связан с увеличением числа неупругих каналов реакции. В модели ядерной материи при малых  $\epsilon$  осн. вклад в  $W_0$  вносит диаграммы типа 3(е), к-рые приводят к зависимости  $W_0 \sim (\epsilon - \mu)^2$ . Более слабая (почти линейная) зависимость  $W_0(\epsilon)$  связана с поверхностным характером поглощения; он же в свою очередь определяется коллективными возбуждениями ядра, большинство которых является поверхностными (рис. 4).

Рис. 4. Диаграмма, приводящая к поверхностному поглощению; волнистая линия символизирует поверхностные возбуждения ядра.



Для нуклонов с энергиями от неск. сотен МэВ до 1 ГэВ ур-ние (1) заменяется аналогичным Дирака уравнением. При таких энергиях О. м. я. даёт ещё лучшее согласование с экспериментом, чем в случае низких энергий.

В случае пионов с энергиями  $\epsilon \leq 100-200$  МэВ ОП описывает одновременно и свойства пионных атомов (см. Адронные атомы). Волновая ф-ция пиона подчиняется релятивистскому Клейна — Гордона уравнению с комплексным ОП  $U^{\pi}$ . Пион-нуклонное рассеяние в основном описывается S- и P-волнами. В соответствии с этим  $U^{\pi}$  содержит два слагаемых  $U^{\pi}_S$  и  $U^{\pi}_P$ ;  $U^{\pi}_S$  определяет собственно ОП, а  $U^{\pi}_P$  приводит к появлению эфф. массы, зависящей от координат и отличной от массы свободного пиона тл. Член  $U^{\pi}_S$  описывается диаграммой, отвечающей приближению малой плотности нуклонов в ядре (газовое приближение, рис. 5). За-

штрихованный квадрат изображает S-волновую часть амплитуды пион-нуклонного рассеяния  $A_S$  (см. Амплитуда рассеяния). Этой диаграмме соответствует аналитическое выражение

$$2m_{\pi}U^{\pi}_S = A^+[\rho^n(r) + \rho^p(r)] + A^-[\rho^n(r) - \rho^p(r)],$$

где  $\rho^n, \rho^p$  — плотности нейтронов и протонов.  $A^+, A^-$  — скалярная и изовекторная компоненты  $A_S$ .

Член  $U^{\pi}_P$  определяется диаграммами (рис. 6), где двойная линия отвечает распространению т. н.  $\Delta$ -изобары (см. Резонансы), заштрихованные треугольники изображают совокупности диаграмм, переводящих нуклонную пару частица-дырка или  $\Delta$ -изобару с нуклонной дыркой в пион. Учёт N- $\Delta$ -взаимодействия приводит к нелинейной зависимости  $U^{\pi}_P$  от  $\rho$ :  $A\rho/(1 + \alpha\rho)$ ,  $\alpha > 0$ .

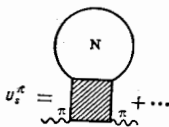


Рис. 5. Основная диаграмма для  $U^{\pi}_S$ .

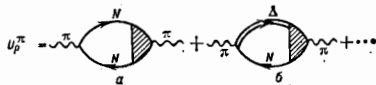


Рис. 6. Диаграммы для  $U^{\pi}_P$ , соответствующие распространению нуклонных частиц — дырки (а) и  $\Delta$ -изобары и нуклонной дырки (б).

Расчёт мнимой части ОП из первых принципов сложен. Поэтому обычно используют модель Бракера, и к-рой  $\text{Im}U^{\pi}$  выражается через ширину осн. состояния пионного атома дейтерия. На рис. 7 приведены примеры описания рассеяния  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов с энергией  $\epsilon = 80$  МэВ на ядрах  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{90}\text{Zr}$ .

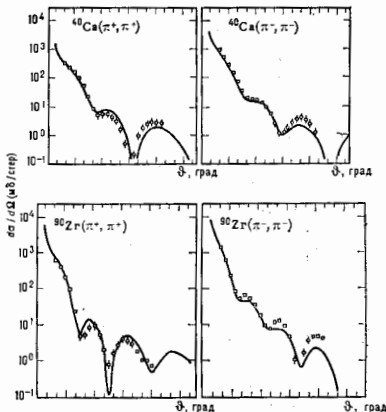


Рис. 7. Дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$  упругого рассеяния  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов на ядрах  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{90}\text{Zr}$  в зависимости от угла рассеяния  $\theta$ .

Для K-мезонов и антипротонов ОП также могут быть вычислены на основе диаграммы рис. 5. Однако амплитуды KN- и pN-рассеяния известны хуже,

чем  $\pi N$ -амплитуды. На рис. 8 даны примеры рассеяния К-мезонов на ядрах.

Для рассеяния дейтронов и др. ядер, особенно для тяжёлых ионов, О. м. я. находится на феноменологич. уровне, когда теория лишь качественно объясняет форму ОП. О. м. я., описывающая рассеяние тяжёлых

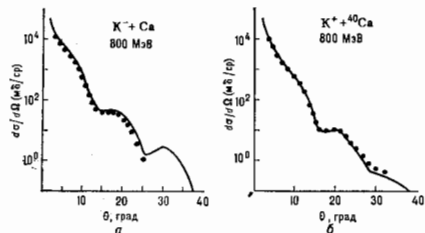


Рис. 8. Дифференциальные сечения  $d\sigma/d\Omega$  упругого рассеяния  $K^+$ - и  $K^-$ -мезонов на ядрах  $^{40}Ca$  в зависимости от угла рассеяния  $\theta$ .

ядер, отвечает иной физ. картине, чем О. м. я. для нуклонов. Это обусловлено большими угл. моментами  $I$  влетающих ядер. Даже для ионов невысоких энергий ( $E \lesssim 10$  МэВ), лишь незначительно превышающих кулоновский барьер ядра,  $I$  велико:  $I \sim \sqrt{2M\mathcal{E}} r_0 \times (A_1^{1/2} + A_2^{1/2})$ , где  $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$  — приведенная масса,  $A_1$  и  $A_2$  — массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени. Поэтому картина рассеяния близка к квазиклассической. При больших прицельных параметрах  $b$  рассеяние обусловлено кулоновским взаимодействием. Режим резко меняется для  $b$ , меньших т. и. радиуса сильного поглощения  $R_n$  (расстояния, отвечающего возникновению контакта двух ядер). Величину  $R_n$  аппроксимируют обычно выражениями  $R_n = 1,5(A_1^{1/2} + A_2^{1/2})$  Фм либо  $R_n = 1,1[(A_1^{1/2} + A_2^{1/2})^2 + 2,5]$  Фм. Для  $b < R_n$  доминирует поглощение. При этом картина рассеяния выглядит как интерференция кулоновского рассеяния и дифракц. рассеяния на чётной сфере. Гл. роль при этом играет величина  $R_n$ , а не детали ОП для расстояний  $r < R_n$ . Для более точного описания рассеяния нужно учитывать частичную прозрачность ядра, т. е. вид ОП в окрестности  $R_n$ .

О. м. я. позволяет высчитать сечение упругого рассеяния разл. ядров и ядер на атомных ядрах в широком диапазоне энергий и массовых чисел, а также определить поляризованность рассеянных нуклонов и её зависимость от угла рассеяния  $\theta$  (рис. 9). С. О. м. я. тесно

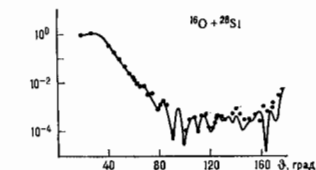


Рис. 9. Дифференциальное сечение упругого рассеяния ионов  $^{16}O$  на ядрах  $^{28}Si$  при энергии ионов  $\mathcal{E} = 34,8$  МэВ в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  (в системе центра масс).

Лит.: Бор О., Моттлетсон Б., Структура атомного ядра, 2-е изд., т. 1, М., 1971; Ватгелс Р. Д., Экотт Э. К., Nuclear scattering and hypernuclei, «Nucl. Phys.», 1982, в. А 374, р. 415; Satchler G. R., Nucleus-nucleus potentials, «Nucl. Phys.», 1983, в. А 408, р. 3; Э. Е. Сперунштейн.

**ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА** в квантовой оптике — процесс создания термодинамически неравновесного состояния вещества под воздействием света (см. Накачка).

**ОПТИЧЕСКАЯ ПУТАЦИЯ** — колебательное поведение процессов поглощения и испускания оптич. излучения, обусловленное колебаниями разности населённости уровней энергии вещества при его взаимодействии с сильным резонансным эл.-магн. полем. О. и. — нестационарный эффект, проявляющийся, когда включение взаимодействия вещества с резонансным полем происходит за время, значительно меньшее времён релаксации квантового перехода (см. Двухуровневая система). Физ. природа О. и. заключается в следующем. Пусть в момент времени  $t = 0$  мгновию включается световое поле  $E = E_0 \cos \omega t$ , частота к-рого  $\omega$  совпадает с частотой  $\omega_{ab}$  разрешённого перехода между уровнями энергии  $a$  и  $b$  частиц вещества (атомов, молекул и т. д.). Под действием излучения разность населённостей этих уровней в отсутствие релаксации осциллирует с частотой Раби  $\Omega = d_{ab} E_0 / \hbar$  ( $d_{ab}$  — матричный элемент дипольного момента), т. е. квантовая система периодически переходит из нижнего состояния в верхнее и обратно. Соответственно чередуются процессы поглощения и испускания излучения. В результате световая волна на выходе из среды оказывается промодулированной по амплитуде с частотой  $\Omega$ .

Термин «путиция» заимствован на теории гирооскопов. Его использование основано на том, что урия для двухуровневой системы, описывающие эволюцию отклика вещества на воздействие резонансного эл.-магн. излучения, в векторном представлении аналогичны урия для симметричного волчка. Согласно этим уриям, вектор Блоха, изображающий мгновенное состояние системы, прецессирует под действием излучения на интервалах времени  $t < T_2$  ( $T_2$  — время поперечной релаксации) вокруг определённого направления с частотой  $\Omega' = \sqrt{(\omega - \omega_{ab})^2 + \Omega^2}$ , что соответствует изменению угла прецессии волчка, т. е. путиции. Путиционное движение вектора Блоха отражает колебательное поведение амплитуды наведённого полями дипольного момента резонансной частицы и разности населённости её уровней энергии.

В оптичских тонких средах эффект О. и. проявляется в виде затухающих колебаний откликающей импульса резонансного излучения на выходе из среды. Причиной затухания в первую очередь являются процессы релаксации, к-рые приводят к уменьшению амплитуды путиционных колебаний отклика резонансных частиц, а следовательно, и к постепенному уменьшению глубины модуляции прошедшей волны. Если линия резонансного перехода уширена неоднородно, то значит, роль играет также т. и. когерентный механизм затухания: путиционные колебания отклика частиц, имеющие разл. значения  $\omega_{ab}$ , происходят с разными частотами, что приводит к затуханию ср. по ансамблю осцилляций разности населённости и амплитуды резонансной поляризации.

Для регистрации эффекта О. и. используются разл. методы: возбуждение резонансного перехода мощными световыми импульсами с длительностью  $t \ll T_2$ ; включение взаимодействия оптич. излучения со средой при помощи настройки частоты перехода в резонанс с излучением лазеров непрерывного действия за счёт старковского сдвига (см. Штарка эффект) спектральной линии в импульсном электрич. поле; быстрое переключение частоты генерации лазеров. Кроме модуляции резонансного излучения эффект О. и. проявляется в виде колебаний фототока, обусловленного фотоионизацией возбуждённых атомов, а также в виде колебаний интенсивности излучения, генерируемого за счёт резонансных параметрич. взаимодействий. Свообразное

связаны др. методы, используемые в теории **впрыск ядерных реакций**. Напр., в методе искажённых волн, применённом для описания неупругого рассеяния частиц на ядрах, искажение падающей и рассеянной волн рассчитывается решением урия Шрёдингера с ОП.

проявление О. в. в оптически плотных средах — эффект самодиффракционной прозрачности.

Эффект О. н. является основой ряда методов когерентной лазерной спектроскопии. Его применение в первую очередь связано с возможностью прямых измерений матричных элементов квантовых переходов.

Эффект О. н. наблюдается также и в случае многофотонных переходов — при двухфотонном поглощении (см. *Многофотонное поглощение*) и вынужденном комбинационном рассеянии света.

Лит.: Манькин Э. А., Самаркин В. В. Оптическая спектрометрия, М., 1984; см. также лит. при ст. *Дифракционная система*.

**ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ** — обработка информации с использованием оптич. излучения как носителя информ. сигнала и оптич. элементов для обработки. Достоинства О. о. н. связаны с возможностью быстрой параллельной обработки больших массивов информации. Наиб. характерной особенностью оптич. сигнала как носителя информации является его двумерность. Это свойство оптич. сигнала связано с малой длиной волны света  $\lambda < 1$  мкм. Дело в том, что миз. размеры участка любого изображения, передаваемого с помощью волны, не могут быть меньше  $\lambda$ . В оптич. диапазоне эта величина составляет  $\sim 1$  мкм<sup>2</sup>, что и позволяет передавать по оптич. лучу небольшого сечения ( $\sim 1$  см<sup>2</sup>) большое число (до  $10^8$ ) бит информации параллельно. Т. о., оптич. излучение даёт возможность представлять информацию в форме двумерных картинок, сменяющих друг друга во времени. Для оценки преимуществ такой формы подачи информации сравним её передачу в кино и по телевидению. В кино информация подается с помощью медленно движущейся киноленты со скоростью 24 кадра в секунду с большим объемом информации в каждом кадре. В телевидении информация передается по радиоканалу, последовательно точка за точкой. Скорость передачи информации  $\sim 6$  МГц, т. е. в 250 тысяч раз быстрее, чем в кино. Но качество изображения на киноэкране значительно выше, чем на экране телевизионного. Т. о., даже медленная параллельная подача информации может иметь преимущества перед быстрой последоват. подачей.

Ввод информации в световой луч осуществляется с помощью транспаранта или пространств. модуляторов света. Оптич. луч, модулированный в каждой точке своего поперечного сечения, позволяет обрабатывать параллельно сразу большой массив данных, представленный в форме двумерной оптич. картинки. Оптич. устройства дают возможность очень просто и быстро реализовать ряд важных интегральных операций над двумерными сигналами, таких как преобразование Фурье, Гильберта и Лапласа, нахождение свертки и корреляции двух ф-ций и нек-рые др. Так, обычная оптич. линза позволяет мгновенно получить фурье-спектр оптич. изображения, падающего на эту линзу. Вводя соответствующие фильтры в фокальную плоскость после линзы, можно значительно улучшить качество оптич. изображения или даже увидеть изображение невидимого фазового объекта.

Одной из важнейших проблем, решаемых при О. о. н., является задача распознавания обра-

ботки после прохождения линзы световая волна становится плоской и освещает транспарант в плоскости  $P_1$ . Фронт световой волны искажается транспарантом. В плоскости  $P_2$  помещается транспарант, являющийся согласованным фильтром для искомого двумерной картинки. Он обладает тем свойством, что компенсирует искажения волнового фронта, если падающая на него волна является двумерным фурье-спектром от искомого картинка. Если в плоскости  $P_1$  находится искомого картинка, то согласованный с ней фильтр точно компенсирует кривизну падающей на него волны. После, прошедшее транспарант в плоскости  $P_2$ , оказывается квазиплоской волной и собирается линзой  $L_2$  в небольшое яркое светящееся пятно в плоскости  $P_3$ . Если в  $P_1$  помещена к-л. другая двумерная картинка, не искомого, то компенсации фазовых искажений в плоскости  $P_2$  не происходит, волна после  $P_2$  не является квазиплоской и линза  $L_2$  разбрасывает свет по всей плоскости  $P_3$ . Т. о., описанный процессор позволяет по появлению яркого пятна в центре  $P_3$  определить, когда в плоскости  $P_1$  находится искомого образ. Имея набор согласов. фильтров, легко определить, какой из известных сигналов подан на вход оптич. процессора. Подобные процессоры весьма успешно использовались для распознавания букв или даже целых слов в читающих текст машинах.

Разработаны спец. оптич. схемы, позволяющие получить фильтр, согласованный с любой заранее известной двумерной картинкой. Схемы, подобные изображенной на рис., позволяют с большой скоростью, ограничиваемой только скоростью ввода информации в плоскости  $P_1$  и  $P_2$  и скоростью вывода информации из плоскости  $P_3$ , решать задачи О. о. н. Трудности О. о. н. связаны с необходимостью быстрого ввода и вывода информации в оптич. процессор, а также недостаточной точностью обработки данных, введенных в виде аналоговых сигналов в плоскости  $P_1$  и  $P_2$ . Последняя трудность устраняется при переходе к цифровым оптич. сигналам. Лит.: Престон А. К. Когерентные оптические вычислительные машины, пер. с англ., М., 1974; Парыги В. Н., Валашихин В. И., Оптическая обработка информации, М., 1987.

**ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ** в полупроводн. о. в. и в к-х — возникновение преимуществ. направления спинов генерированных носителей зарядов и взаимодействующих с ними ядерных спинов при освещении полупроводника циркулярно поляризов. светом. При правой поляризации спины ориентируются противоположно световому лучу, при левой — вдоль него. О. о. впервые обнаружена Ж. Лампелем (J. Lampel, 1968), теория создана В. И. Перелом и М. И. Дьяконовыми (1974). О. о. обусловлена передачей угл. момента циркулярно поляризов. фотонов носителям заряда и ядрам. Спиновая ориентация носителей возникает в результате спин-орбитального взаимодействия. Ядерные спины ориентируются за счёт сверхтонкого взаимодействия о фотовозбужденных ориентиров. электронах (см. *Овергаузера эффект*). Кристаллич. анизотропия и коллективный характер взаимодействия электронных

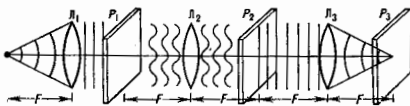


Схема оптического процессора.

з о в. Если надо из набора произвольных двумерных картинок выбрать одну определенную, то для этого весь набор картинок (транспарантов) последовательно вводится в плоскость  $P_1$  оптич. процессора (рис.). Точечный источник  $L$  расположен в фокусе линзы  $L_1$ ,



Рис. 1. Схема оптических переходов под действием правополяризованного циркулярно поляризованного ( $\sigma^+$ ) света в кристаллах  $A^{III}B^V$ ; указаны проекция спина на ось  $z$ .  $\epsilon_{e1}$ ,  $\epsilon_{e2}$ ,  $\epsilon_{g2}$

и ядерных спинов определяют существенное отличие О. о. в полупроводниках от оптической ориентации парамат. атомов газа.

Наиб. полно исследована О. о. спинов в Si и соединениях группы  $A^{III}B^V$ . На рис. 1 показана схема уровней

у два зоны проводимости ( $\mathcal{E}_c$ ) и потолка валентных подзон ( $\mathcal{E}_{v1}, \mathcal{E}_{v2}$ ) для кристаллов  $A^{III}B^V$ . Зоны  $\mathcal{E}_c$  и  $\mathcal{E}_{v2}$  образуются вырожденными  $s$ - и  $p$ -атомными состояниями,  $k$ -р-ым соответствующим величинам спина  $S = 1/2$ ,  $S = 3/2$  и  $S = 1/2$  (в единицах  $\hbar$ ). Каждый подуровень характеризуется проекцией спина на ось квантования, в качестве  $k$ -рой выбирается направление светового луча (ось  $z$ , рис. 2).

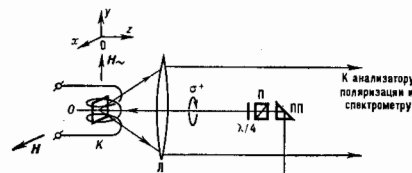


Рис. 2. Схема эксперимента по наблюдению оптической ориентации спинов методом поляризованной люминесценции;  $O$  — образец,  $K$  — линза, создающая переменно магнитное поле  $H_{\text{м}}$  для наблюдения резонансов,  $\lambda/4$  — четверть-волновая фазовая пластинка,  $\Pi$  — поляризатор,  $\Pi\Pi$  — поворотная призма.

Отношение интенсивностей переходов  $-3/2 \rightarrow -1/2$  и  $-1/2 \rightarrow 1/2$ , проходящих при поглощении правополяризованных ( $\sigma^+$ ) фотонов с энергией  $\hbar\omega$ , удовлетворяющее условию  $\mathcal{E}_g < \hbar\omega < \mathcal{E}_g + \Delta$  ( $\mathcal{E}_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\Delta$  — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны), в соответствии с правилами отбора составляет 3:1. Это приводит к стени ориентации ( $P$ ) электронов при их рождении, равной  $P = (N_{-1/2} - N_{+1/2}) / (N_{-1/2} + N_{+1/2}) = 50\%$ . Здесь  $N_{\pm 1/2}$  — заселенности спиновых состояний в зоне проводимости. Средний по ансамблю спин электронов  $\langle S \rangle = 0,5P = 0,25$ . При увеличении энергии фотона до значений  $\hbar\omega > \mathcal{E}_g + \Delta$  включаются переходы из оптенделенной валентной подзоны  $\mathcal{E}_{v2}$ ,  $k$ -рые уменьшают разность заселенностей состояний зоны проводимости с  $S = \pm 1/2$  и величину  $P$ . Зависимость  $P(\omega)$  позволяет определить параметр  $\Delta$ .

Трудность наблюдения  $O. o.$  в твердом теле заключается в её быстрой релаксации. Характерные времена спиновой релаксации для электронов  $\tau_s^0 \sim 10^{-7} - 10^{-10}$  с, а для дырок  $\tau_h^0 \sim 10^{-10} - 10^{-13}$  с (это во много порядков меньше времён спиновой релаксации свободных атомов в газах). Спиновая система ядер релаксирует медленно:  $\tau_n^0 \sim 10^{-2} - 1$  с в кристаллах  $A^{III}B^V$  и  $\tau_n^0 \sim 10^2 - 10^4$  с в Si.

Методы обнаружения  $O. o.$  в полупроводниках базируются либо на возможности наблюдения ориентиров, носителей за времена, меньшие  $\tau_s^0$  (метод поляризованной люминесценции), либо на наблюдении равновесной ядерной намагниченности (см. ниже), сохраняющейся длит. время (метод ядерного магнитного резонанса) и квантовой магнетометрии, использующей скинции. Развит также метод, основанный на циркулярном фотогальваническом эффекте, в  $k$ -ром  $O. o.$  спинов приводит к появлению тока.

Метод поляризованной люминесценции основан на измерении степени ( $\rho$ ) циркулярной поляризации рекомбинационного излучения (люминесценции) с участием ориентированных носителей. При наблюдении люминесценции вдоль возбуждающего луча  $\rho = \langle S \rangle$ . Если время жизни фотовозбужденного неравновесного состояния  $\tau \leq \tau_s^0$ , то наблюдение значит. величина  $\rho = (n_+ - n_-) / (n_+ + n_-)$ , где  $n_{\pm}$  — числа фотонов рекомбинац. излучения, поляризованных по правому и левому

круту. При наблюдении люминесценции кристаллов  $A^{III}B^V$  в направлении возбуждающего луча света  $\rho_0 = 0,25\tau_s^0 / (\tau + \tau_s^0)$ ; из-за быстрой релаксации вклад поляризации дырок пренебрежимо мал.

Наложение поперечного магн. поля (напр., вдоль оси  $ox$ ) приводит к лямаровой прецессии спина и уменьшению  $\rho$  в дополнение к его понижению вследствие рекомбинации ориентиров, электронов и их спиновой релаксации. Вращение  $S$  в поперечном магн. поле  $H$  приводит к уменьшению  $\rho$  по закону

$$\rho = \rho_0 [1 + (\omega T_s)^2]^{-1/2}$$

где

$$T_s^{-1} = \tau^{-1} + \left(\frac{g}{g_s}\right)^{-1}, \quad \omega = \mu_B g H / \hbar$$

( $g$  — фактор спектроскопии, расщепления в магн. поле,  $\mu_B$  — магнетон Бора). По внеш. проявлению электронный эффект магн. деполаризации люминесценции аналогичен Хамле эффекту. Осн. информация об  $O. o.$  в кристаллах  $A^{III}B^V$  получена с помощью поляризон. люминесценции (рис. 2).

Методы ЯМР и квантовой магнетометрии. Большие времена спиновой релаксации ядер  $\tau_n^0$  позволяют «вакопить» в освещаемом полупроводнике ядерную поляризацию, на неск. порядков превышающую её термодинамически равновесное значение. Процессы  $O. o.$  электронных спинов и наблюдение её результатов разделены во времени. Созданную путём освещения в слабом магн. поле ядерную поляризацию измеряют с помощью ЯМР-спектрометра или скинда. Этот метод эффективен для чистого Si, в  $k$ -ром наблюдение поляризации люминесценции при  $O. o.$  затруднено из-за соотношения  $\tau \gg \tau_s^0$ . Отказ от регистрации люминесценции позволяет использовать неяркие оптич. переходы с малыми квантовым выходом и коэф. поглощения. Это обеспечивает поляризацию ядерных спинов в объёме образца.

Фотогальванический метод основан на эффекте асимметричного рассеяния ориентированных по спину электронов относительно плоскости, содержащей их спин и импульс  $p$ . Эде возникает за счёт асимметричного рассеяния. Изменяется внеш. магн. поля, «разворачивающего» вектор ( $S$ ) относительно импульса  $p$  элекрона, позволяет варьировать и наблюдать фототок, пропорц.  $\langle \sigma \rangle \rho$ , обусловленный  $O. o.$

Применение. Методом  $O. o.$  в полупроводнике исследуются кинетич. и релаксаци. явления, параметры зонной структуры, дефекты кристаллич. структуры. Деполаризация рекомбинц. излучения в магн. поле, наблюдаемая в  $A^{III}B^V$ , даёт информацию о механизмах рекомбинации и спиновой релаксации носителей. Для полупроводников характерны спенифич. типы спиновой релаксации: при низких темп-рах существенны обмен спином с быстро релаксирующей дыркой (механизм Бира — Аронова — Пикуса), при комнатной темп-ре — механизм Дьяконова — Переля, обусловленный сжатием спинового вырождения зон в кристаллах без центра инверсии.

Спиновая «метка» фотовозбужденных электронов, двигающихся через области переменного состава в вариозных полупроводниках и полупроводниковых структурах, позволяет изучать диффузию и подвижность неравновесных носителей, исследовать процессы реуализации. Параметры зонной структуры исследуются по зависимости степени поляризации люминесценции или эмитируемых в вакуум электронов от энергии квантов возбуждающего света.

$O. o.$  электронов в кристаллах используется для получения интенсивных поляризон. пучков свободных электронов, т. к. при спец. обработке поверхности кристаллов в высоком вакууме удаётся достичь отрицат. электронного тоста и обеспечить высокий квантовый выход фотоелектронной эмиссии.



О. о. ядерных спинов. Наиб. эффективно ядерная поляризация осуществляется за счёт сверхтонкого взаимодействия электронов, локализованных на донорной примеси, причём для мелких уровней электроны взаимодействуют с большим числом ядер (напр.,  $10^8$  для GaAs). При этом действующее на электрон ср. суммарное поле всех ядер ( $H_N$ ), находящихся в области локализации этого электрона, даже при незначит. степени поляризации ядер ( $P_N$ ) может быть большим (в GaAs  $H_N$  достигает десятков кЭ). Одновременно на каждое ядро со стороны ориентиров. электронов действует флуктуирующее во времени (из-за рекомбинации и спиновой релаксации) поле электронов, ср. величина к-рого  $H_e$  пропорц.  $\langle S \rangle$ , и при полной поляризации электронов ( $\langle S \rangle = 1/2$ ) измеряется десятками Э. В результате в электронно-ядерной спин-системе в условиях О. о. действует внутр. обратная связь, т. к. величина  $\langle S \rangle$  определяется суммарным полем  $H_N + H$  ( $H$  — внеш. поле), а величина  $H_N$  в свою очередь зависит от  $\langle S \rangle$  (рис. 3, а).

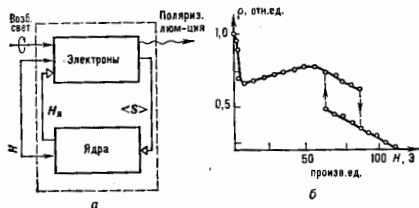
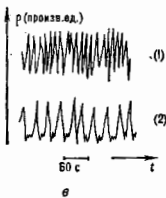


Рис. 3. Нелинейность поляризации электронно-ядерной спин-системы (ЭЯСС) полупроводника в условиях оптической ориентации: а — схема внутренней обратной связи в ЭЯСС; б — бистабильность поляризации ЭЯСС кристалла  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$  при  $T=77$  К и угле  $\phi=3^\circ$  между  $H$  и осью (110) кристалла, возбуждаемое светом вдоль оси (100); а — неустойчивость поляризации ЭЯСС при  $\phi=6^\circ$  (1) и  $\phi=9,5^\circ$  (2).



Поведение электронно-ядерной спин-системы в условиях О. о. описывается системой связанных нелинейных ур-ний. При определенной пространственной структуре поля  $H_N$  есть области решений, где поляризация электронов и ядер бистабильна (рис. 3, б), а также решение, к-рое неустойчиво, что соответствует возникновению незатухающих колебаний (рис. 3, в). Бистабильность и неустойчивость поляризации люминесценции наблюдались при О. о. в твёрдых растворах  $Al_xGa_{1-x}As$ , в к-рых существенную роль играет локальное нарушение кубич. симметрии, вызванное частичным замещением атомов Ga на Al. Период незатухающих колебаний  $\rho$  в зависимости от внеш. условий изменялся в диапазоне 10—50 с. Нелинейные эффекты — следствие коллективного характера электронно-ядерных взаимодействий при О. о. Они наблюдались в диапазоне  $H \sim 0,1-1000$  Э.

Оптическое охлаждение ядерной спин-системы (ЯСС). Энергетич. состояние ЯСС характеризуется спиновой темп-рой  $\theta$ , которая определяется спин-спиновым взаимодействием ядер. Это взаимодействие значительно сильнее спин-решётчного, характеризующего обмен энергией между ЯСС и решёткой, что обеспечивает возможность достижения значений  $\theta$ , на неск. порядков меньше темп-ры решётки  $T$ . Изменение ориентации ядер, вызванное взаимодействием с оптически ориентиров. электронами, сопровождается изменением ядер-

ных ядерных спинов в их локальном поле  $H_N$ , совданном на данном ядре всеми остальными ядрами. Согласно теории:

$$\theta^{-1} = 4I\mu(S)/\mu(H^2 + H_N^2),$$

где  $I$  и  $\mu$  — спин и магн. момент ядра. Мерой  $\theta$  в поле  $H$  служит ср. спин ядер:

$$\langle I \rangle = 1/2(\mu + 1)\mu\theta^{-1}H$$

( $H_N$  пропорц.  $\langle I \rangle$ ). После выключения поля  $H$  поляризация ядер исчезает ( $\langle I \rangle \rightarrow 0$ ) и величина  $\theta$  не может быть измерена непосредственно. Однако, т. к. спи-решёточная связь мала, состояние с уменьшенной величиной  $\theta$ , соответствующее уменьшению числа возможных спиновых конфигураций, сохранится в течение длит. времени  $T_d$ . Если включить через время  $t < T_d$  измерительное поле  $H_{изм} \perp S$ , то поляризация ядер вдоль  $H_{изм}$  вызывает деполаризацию люминесценции в течение времени релаксации ЯСС.

При оптич. охлаждении ЯСС в кристаллах  $Al^{100}Bu$  достигают  $\theta \sim 1-5 \cdot 10^{-10}$  К, а для магнитораствобленной системы ядер  $^{29}Si$  (4%) в кремнии получены  $\theta \sim 10^{-4} - 10^{-6}$  К.

Оптич. охлаждение ядер возможно также и в поле ориентиров. электронов  $H_e$ , если  $H = 0$  или  $H \perp S$ . В последнем случае поляризация ядер вдоль  $H$  может усиливать или ослаблять деполаризирующее действие  $H$  в зависимости от взаимной ориентации  $H$  и  $H_N$ . На рис. 4 показана кривая  $\rho(H)$  для кристалла  $AlGaAs$ , в

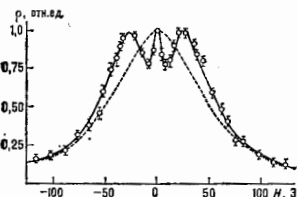


Рис. 4. Магнитная деполаризация люминесценции кристалла  $Al_{0.21}Ga_{0.79}As$  при  $T=77$  К и  $\phi=45^\circ$ ; при  $H=H_N$   $\rho(H)=\rho(0)$ .

к-ром  $H_N \uparrow H$ . При  $H = H_N$  действие поля компенсируется и величина  $\rho(H)$  восстанавливается до значения  $\rho(0)$ . Пунктир — зависимость  $\rho(H)$  для электронов при  $H_N = 0$ . Действие света имеет следствием охлаждение ЯСС, а поляризация ядер возникает в результате установления термодинамич. равновесия во внеш. поле в условиях низкой спиновой темп-ры.

Оптическое детектирование парамагнитного резонанса. В условиях накопления поляризации ядер на электронные спины кроме внеш. поля действует эффективное поле ядер  $H_N$ , что влияет на вид зависимостей  $\rho(H)$  и позволяет оптически детектировать ЯМР в малых объёмах ( $\sim 10^{-7}$  см<sup>3</sup>) при поглощении света в приповерхностном слое с толщиной меньше 1 мкм. Значит, поляризация ядер, к-рая может быть получена в условиях оптич. охлаждения их спин-системы, позволяет обнаружить ЯМР в слабых внутр. магн. полях. Уменьшение  $H_N$  в результате деполаризации ядер в условиях резонанса приводит к изменению поляризации люминесценции, что и делает возможным оптич. детектирование ЯМР. При этом удаётся наблюдать резонансные переходы с одноврем. увеличением спинов как в одной, так и в разных подрешётках кристалла (рис. 5).

В условиях О. о. ядерных резонансов можно возбудить без внеш. магн. поля  $H$ , если промодулировать поляризацию или интенсивность возбуждающего света с частотой вблизи частоты ларморовой прецессии ядерных спинов в поле  $H_{ЯСС}(S)$ . В этом случае роль внеш. поля  $H$  играет осциллирующее поле электронов  $H_e$ .



О. о. атомов вместе с оптич. детектированием состояния ориентации применяется прежде всего в магнито-резонансных исследованиях [метод двойного радиооптического резонанса (ДРОР), см. *Двойной резонанс*]. По чувствительности, определяемой мнж. концентрацией исследуемых частиц, ДРОР на много порядков превосходит обычные методы магн. резонанса и успешно конкурирует с методом молекулярных и атомных चुточ, будучи технически несравненно более простым. Для исследования магн. резонанса возбужденных атомов метод ДРОР является единственным возможным.

О. о. используются также в исследованиях радиоуклюдов. Для атомов, ядра к-рых обладают угл. моментом, О. о. электронной оболочки сопровождается ориентацией ядер, что обнаруживается по анизотропии вылета продуктов распада аядер. Этот эффект позволяет проводить измерения *изотопических сдвигов* и сверхтонкой структуры спектральных линий короткоживущих изотопов в исчезающе малых концентрациях (единицы атомов в  $1 \text{ см}^3$ ).

Техн. приложения О. о. атомов в основном связаны с измерениями величин магн. поля. Большие времена релаксации обеспечивают узость линий магн. резонанса (единицы Гц), что позволяет с большой точностью измерять их частоту с тем самым индукцию магн. поля. Магнитометры на этом принципе (*квантовые магнитометры*) используются для измерений полей геомагн. диапазона и ниже. Их гл. достоинство — очень высокая чувствительность (до  $10^{-12}$  Тл/Гц), не зависящая от величины индукции измеряемого поля.

Для атомов, обладающих как электронным, так и ядерным угл. моментом, возможен особый вид О. о., при к-ром достигается взаимная ориентация ядерного и электронного угл. моментов с сохранением изотропности распределения суммарного угл. момента. Этот тип О. о. наз. *сверхтонкой оптической накачкой* и осуществляется лезоларизованным в строго монохроматич. светом, возбуждающим атомы с одного из подуровней сверхтонкой структуры осн. состояния. Сверхтонкая накачка применяется в *оптических стандартах частоты*. Напр., в рубидиевых стандартах частоты в качестве эталонного используют переход  $6834 \text{ МГц}$  атомов  $^{87}\text{Rb}$ . Также стандарты обеспечивают постоянство частоты в пределах до  $10^{-11}$  от номинального значения, отличаясь простотой конструкции, малой ценой и габаритами.

О. о. является частным случаем анизотропии распределения проекций угл. момента в атомном ансамбле, возникающей под действием света. В общем случае такая анизотропия описывается тензором ранга  $2J_0$  (статистич. тензор). Ориентация соответствует вект. ор. компоненты к-рого включаются в матрицу компонент тензора. Кроме ориентации вторым важнейшим типом анизотропии служат *выстраивание*, описываемое тензором второго ранга. Выстраивание возможно при  $J_0 \geq 1$ .

Лит.: Скронский Г. В., Изюмова Т. Г., Оптическая ориентация атомов и ее приложения, «УФН», 1961, т. 73, с. 425; Дьяков Ю. В. М. И. и др., Ориентация электронных спинов в полупроводниках, «УФН», 1971, т. 105, с. 772; Нареги В., Optical pumping, «Rev. Mod. Phys.», 1972, т. 44, № 2, p. 169; Optical orientation, Амст. — [а. о.], 1974.

В. В. Александроу.

**ОПТИЧЕСКАЯ ОСЬ** кристалла — направление в кристалле, вдоль к-рого скорости распространения необыкновенного и обыкновенного лучей равны, т. е. в этом направлении не наблюдается *двойное лучепреломление*. Реализуют О. о. 1-го рода (бириндаль), вдоль к-рых равны лучевые скорости, и О. о. 2-го рода (бириндаль), вдоль к-рых равны нормальные скорости. См. *Кристаллооптика*.

**ОПТИЧЕСКАЯ ОСЬ** линзы (вогнутого или выпуклого зеркала) — прямая линия, являющаяся осью симметрии преломляющих поверхностей линзы (или отражающей поверхности зеркала); проходит через центры этих поверхностей перпендикулярно к ним. Оптич. поверхности, обладающие О. о., наз. осесим-

метричными (см. *Зеркало оптическое, Линза*). О. о. оптич. системы — общая ось всех входящих в систему линз и зеркал.

**ОПТИЧЕСКАЯ ПЛОТНОСТЬ** ( $D$ ) — мера непрозрачности слоя вещества толщиной  $l$  для световых лучей; характеризует ослабление оптич. излучения в слоях разл. веществ (красителях, светофильтрах, растворах, газах и т. п.). Для неотражающего слоя  $D = \lg I_0/I = k \cdot l$ , где  $I$  — интенсивность излучения, прошедшего поглощающую среду;  $I_0$  — интенсивность излучения, падающего на поглощающую среду;  $k_x$  — *поглощения показатель* среды для излучения с длиной волны  $\lambda$ , связанный с уд. показателем поглощения  $\chi_\lambda$  в *Бугера — Ламберта — Верэ законе* соотношением  $k_x = 2,303\chi_\lambda$ . О. п. может быть определена и как логарифм величины, обратной *пропускающей коэффициенту*  $\tau$  слоя вещества:  $D = \lg(1/\tau)$ . Введение О. п. удобно при вычислениях, т. к. она является на нек. единицу, тогда как величина  $I_0/I$  может быть разл. образцов и на разл. участках спектра изменяться на нек. порядков. О. п. смеси не реагирующих друг с другом веществ равна сумме О. п. отд. компонентов.

Л. Н. Натерский.

**ОПТИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ** — передача информации с помощью эл.-магн. волн оптич. диапазона. Идея О. с. известна человечеству давно (обыкновенные костры, с кон. 18 в. семифарная азбука), однако лишь с созданием лазеров появилась реальная возможность построения широкополосных систем О. с.

Особенностью оптич. информ. систем является большая пропускная способность, обусловленная высоким значением несущей частоты, и, следовательно, возможность передачи больших объемов информации с большой скоростью (с). Малая угл. расходимость лазерного луча обеспечивает пространств. скрытность и высокую энергетич. помехоустойчивость передачи информации по оптич. каналу связи при малых габаритах приемопередаточных устройств.

Физическая модель системы О. с. состоит в том, что информ. сигнал в кодирующем устройстве преобразуется в вид, удобный для модуляции, затем поступает в подмодулятор-усилитель и далее в шель возбуждения модулятора. С помощью внеш. или внутр. модулятора осуществляется модуляция амплитуды, интенсивности, частоты, фазы или поляризации сигнала несущей частоты в соответствии с информ. сигналом (см. *Модуляция света*). Затем модулиров. лазерный луч коллимируется оптич. системой и посылается на объект. С помощью приемной оптич. системы сигнал фокусируется на фотоприемник, выходящий электр. сигнал к-рого обрабатывается далее с целью выделения информ. сигнала. Возможны два способа приема оптич. сигнала — прямое детектирование и гетерод. В гетеродинамических приемных системах и в системах связи на поднесущей частоте сигнал преобразуется или переносится в НЧ-область.

Оптич. системы связи делятся на открытые — наемные или космические, и закрытые — световодные. Оптич. линии связи в атмосфере сильно зависят от метеословий, от наличия пыли, дыма и др. включений. Турбулентные явления в атмосфере приводят к флуктуациям показателя преломления среды и, следовательно, к искажениям луча и флуктуациям угла прихода излучения на фотоприемник.

Высокая степень когерентности лазерного излучения позволяет использовать помехоустойчивые методы модуляции — частотную, фазовую и поляризационную. Известны системы О. с. с применением поляризац. модуляции излучения непрерывных газовых лазеров (лазер He — Ne с  $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$  и  $\text{CO}_2$ -лазер с  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ) для передачи как аналоговой, так и цифровой информации. Для передачи последней наиб. удобна импульсная модуляция интенсивности *полупроводниковых лазеров* током накачки.

Дальность действия линии О. с. в наземных условиях ограничена пределами прямой видимости. Однако

можно осуществлять загоризонтную связь, используя рассеяние света атмосферой — лазерные линии связи с ат. каналом рассеяния.

Среди открытых линий связи перспективны линии связи Земля — космос и космос — космос, где на больших расстояниях (напр.,  $1,6 \cdot 10^8$  км до планеты Марс) необходимо передавать большой объём информации с большой скоростью ( $10^8$  бит/с).

**Закрытые линии связи.** В земных условиях наиб. перспективны закрытые волоконно-оптич. линии связи (ВОЛС). Малое затухание оптич. сигналов в одномодовых волоконных световодах на основе кварцевого стекла (см. *Волоконная оптика*) и ряд их принципиальных преимуществ перед проводной связью дают возможность широкого использования их в протяжённых линиях связи.

Многомодовые ВОЛС имеют принципиальные ограничения по протяжённости и по скорости передачи цифровой информации, определяемые затуханием и уширением импульсов оптич. сигналов. Последнее обусловлено модовой и хроматич. дисперсиями многомодового оптич. волокна. Использование одномодовых волоконных световодов с малым затуханием (0,2 дБ/км) совместно с полупроводниковыми лазерами, работающими с мин. шириной спектра излучения, позволяет свести к минимуму влияние дисперсии на  $\lambda = 1,3$  мкм и передавать цифровую информацию с высокой скоростью и на большие расстояния.

Параметром для оценки возможностей высокоскоростной передачи информации является произведение скорости передачи информации на расстояние. Для одномодовых ВОЛС на длине волны излучения 1,55 мкм этот параметр может превышать 200 (Гбит/с)·км.

Специфич. особенностью систем О. с. в сравнении с радиотех. системами является ограниченная величина энергетич. потенциала — отношение мощности источника излучения к мощности оптич. сигнала, поступающей с выхода волоконной линии в фотоприёмник и необходимой для регистрации сигнала с требуемой вероятностью ошибки (не более  $10^{-9}$ ).

Для выделения информ. сигнала на приёмник должно поступать определённое число фотонов. При увеличении скорости передачи информации и сохранении при этом одной и той же вероятности ошибки должна возрастать оптич. мощность, детектируемая фотоприёмником. Поэтому актуальной задачей является разработка волоконных световодов с малым затуханием и эфф. систем ввода и вывода излучения из световода.

Наряду с быстрейшим и помехозащищённостью волоконные линии передачи сигналов информации должны обладать достоверностью и стабильностью метрологич. характеристик. Это практически исключает использование в ВОЛС амплитудной модуляции, т. к. величина сигнала на выходе линии связи зависит от обстановки в линии связи, в частности от затухания. Кроме того, деградация со временем излучателей и приёмников, температурные эффекты и др. факторы могут приводить к ухудшению качества связи. Наиб. перспективной является передача цифровой информации с помощью импульсных методов модуляции.

Разработка долгоживущих ( $\sim 10^4$  ч) полупроводниковых лазеров с  $\lambda = 1,3$  мкм и полосой частот модуляции до 10 ГГц, широкополосных высокочувствит. фотоприёмных устройств, а также световодов с малыми потерями приведёт к доминирующему положению О. с. уже в ближайшее время.

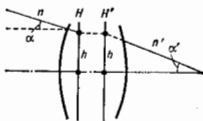
В наст. время (90-е гг.) построены и успешно эксплуатируются многочисл. волоконные линии О. с. Перспективно применение ВОЛС для кабельного телевидения, передачи информации в вычислит. технике и системах спец. внутрисубъектовой связи, межконтинентальных линиях связи.

Развитие линий О. с. связано с развитием *интегральной оптики*. Использование планарных волноводных модуляторов, переключателей, ответвителей, филь-

ров и т. д. позволяет создать быстродействующие, широкополосные, эфф. линии О. с. для высокоскоростной передачи информации.

Лит.: П р а г т В., Лазерные системы связи, пер. с англ., М., 1972; Волоконно-оптическая связь. Приборы, схемы и системы, пер. с англ., М., 1982; Оптические системы передачи информации по атмосферному каналу, М., 1985; Х и н р и к у с Х. В., Шумы в лазерных информационных системах, М., 1987; Техника оптической связи. Фотоприменения, пер. с англ., М., 1988; Гауэр Д., Оптические системы связи, пер. с англ., М., 1989. Ю. В. Попов, В. В. Волконский.

**ОПТИЧЕСКАЯ СИЛА (Ф)** — величина, характеризующая преломляющую способность осесимметричных оптич. систем (линз и систем таких линз). Преломление луча, проходящего через оптич. систему с О. с. Ф, определяется по ф-ле  $\Phi = (n'\alpha' - n\alpha)/h$ , где  $\alpha$  и  $\alpha'$  — углы параксимального луча с осью системы до и после преломления;  $h$  — высота пересечения луча с гл. плоскостями  $H$  и  $H'$ ;  $n'$  и  $n$  — показатели преломления сред, расположенных соответственно за и перед оптич. системой (рис.).

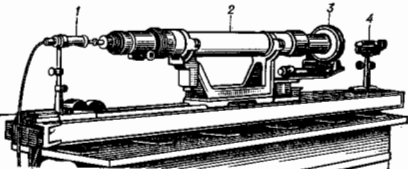


О. с. сферич. поверхности радиуса  $r$ , разделяющей две среды с  $n$  и  $n'$ , равна  $\Phi = (n' - n)/r$ . О. с. — величина, обратная фокусному расстоянию системы.  $\Phi = 1/f' = n/f$ ;  $f'$  и  $f$  — заднее и переднее фокусные расстояния системы (см. *Кардинальные точки оптической системы*). Для систем, находящихся в воздухе ( $n = n' = 1$ ),  $\Phi = 1/f'$ . О. с. измеряется в диоптриях (м<sup>-1</sup>), она положительна для собирающих систем и отрицательна для рассеивающих.

О. с. системы из двух компонентов (двух линз или двух сферич. поверхностей), обладающих О. с.  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , определяется ф-лой  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - d\Phi_1\Phi_2$ , где  $d$  — расстояние между задней гл. плоскостью первого компонента и передней гл. плоскостью второго для случая двух линз в воздухе.  $d = \Delta/n'$  для двух сферич. поверхностей ( $\Delta$  — расстояние между вершинами сферич. поверхностей,  $n'$  — показатель преломления среды).

Понятием О. с. особенно широко пользуются в очковой оптике (см. также *Линза*).

**ОПТИЧЕСКАЯ СКАМЬЯ** — установка, состоящая из длинной прямоугольной станины спец. сечения с устанавливаемыми на ней рейтерами, к-рые могут свободно вдоль неё перемещаться или жёстко закрепляться (рис.). Рейтеры состоят из различных оптич. устройств и держателей для крепления оптич. деталей,



Оптическая скамья ОСК-2: 1 — осветитель; 2 — коллиматор; 3 — ступица с вращающейся универсальной оправкой; 4 — микрон.

узлов и приборов, к-рые расположены на одной оптич. оси. О. с. предназначается для визуальных, фотогр. и фотоэлектр. исследований оптич. приборов. С её помощью определяют центрированность и разнающую способность оптич. систем и измеряют их оптич. характеристики: фокусные расстояния, увеличения, диаметры входных и выходных зрачков, коэф. пропускания света, aberrации и т. д.

Лит.: А ф а н а с е в В. А., Оптические измерения, М., 1961.

**ОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРЕМА** в квантовой теории  $n$  — соотношение между полным сечением рассеяния  $\sigma_t$  и мнимой частью амплитуды рассеяния  $f(\theta)$  на нулевой угол:

$$\sigma_t = (4\pi/k) \text{Im} f(0), \quad (4)$$

где  $k$  — волновое число,  $\theta$  — угол рассеяния в системе центра инерции. Соотношение (4) следует из выражения амплитуды упругого рассеяния

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\eta_l - 1) P_l(\cos\theta) \quad (2)$$

бесспиновой частицы на сферически-симметричной мишени. Здесь  $P_l$  — полиномы Лежандра,  $\eta_l$  — перекрестные комплексные числа, не превосходящие по абс. значению единицы;  $|\eta_l| \leq 1$ , характеризующие процесс упругого и неупругого рассеяния частиц с орбитальным моментом  $l$  (в случае чисто упругого рассеяния  $|\eta_l| = 1$  и они представимы в виде  $\eta_l = \exp(2i\delta_l)$ ,  $\delta_l$  — фаза рассеяния). Сравнение мнимой части амплитуды (2) при  $\theta = 0$  с суммой полных сечений упругого ( $\sigma_{\text{упр}}$ ) и неупругого ( $\sigma_{\text{неупр}}$ ) рассеяния

$$\sigma_{\text{упр}} = \iint |f(\theta)|^2 d\Omega = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |\eta_l - 1|^2, \quad (3)$$

$$\sigma_{\text{неупр}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |\eta_l|^2) \quad (4)$$

непосредственно приводит к соотношению (1), где

$$\sigma_t = \sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}}. \quad (5)$$

Однако область применимости (1) гораздо шире, и О. т. имеет место как при отсутствии сферич. симметрии в рассматриваемой задаче рассеяния, так и при наличии спина у падающей частицы и (или) у частицы-мишени. Соотношение (1) отражает очевидный физ. факт выбывания частиц из пучка, прошедшего через мишень, как это следует из определения сечения рассеяния

$$d\sigma = j_{\text{рас}} dS / j_{\text{пад}}, \quad (6)$$

где  $j_{\text{пад}}$  и  $j_{\text{рас}}$  — плотности потока вероятности падающих и рассеянных частиц ( $dS$  — элемент площади). Ослабление прошедшей волны может быть связано лишь с интерференцией падающей волны с рассеянной на нулевой угол. Для изучения роли интерференции необходимо рассмотреть баланс ухода и прихода частиц через поверхность некой достаточно удаленной сферы радиуса  $r$ . При чисто упругом рассеянии это означает равенство нулю потока вероятности через данную сферу. Составленная для волновой ф-ции, отвечающей задаче рассеяния,

$$\Psi_r - \approx \frac{1}{\sqrt{v}} \left\{ e^{ikr} + \frac{f(\theta, \varphi)}{r} e^{ikr} \right\} \quad (7)$$

( $v$  — скорость частицы; для удобства волновая ф-ция (7) нормирована на единичную падающую плотность потока), радиальная компонента плотности потока вероятности имеет вид

$$j_r = \frac{\hbar}{m} \text{Im} \left( \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial r} \right) \approx \cos\theta + \frac{|f(\theta, \varphi)|^2}{r^2} + j_{\text{интерфер}}, \quad (8)$$

где первое слагаемое описывает падающие частицы, второе — рассеянные, а третье

$$j_{\text{интерфер}} = \text{Im} \left\{ i(1 + \cos\theta) / r^2 \exp[ikr(1 - \cos\theta)] \right\} \quad (9)$$

представляет собой ту часть плотности потока вероятности, к-рая описывает интерференцию падающих и рассеянных частиц. Т. о.,

$$\iint j_r dS = 0, \quad (10)$$

т. е. все влетевшие внутрь сферы частицы вылетают

из неё. Из (10) следует

$$\sigma_{\text{упр}} + \iint j_{\text{интерфер}} dS = 0. \quad (11)$$

Из-за осцилляций при изменении  $r$  выражения (9) (тем более быстрых, чем большие  $r$ ) интеграл в (11) «сбавается» в малой области углов  $\theta$  вблизи  $\theta = 0$  и в пределе при  $r \rightarrow \infty$  равен

$$\iint j_{\text{интерфер}} dS = -4\pi k^{-1} \text{Im} f(0) = 0. \quad (12)$$

Если имеют место неупругие процессы, то возникает обусловленный ими дефицит уходящих частиц (по сравнению с приходящими), равный сечению неупругого рассеяния:

$$\iint j_r dS = -\sigma_{\text{неупр}}. \quad (13)$$

откуда сразу следует соотношение (1).

Необходимая модификация вида соотношения (1), вызванная учётом спина, иллюстрируется рассмотрением рассеяния частицы со спином  $1/2$  на бесспиновой мишени. В этом случае амплитуда рассеяния является перекрестным оператором и содержит два слагаемых: одно отвечает упругому рассеянию без изменения ориентации спина [оно обозначено через  $f(\theta, \varphi)$ ], второе же равно произведению нек-рой ф-ции  $g(\theta, \varphi)$  на оператор перерота спина (spin-flip). Очевидно, что с падающей волной интерферирует лишь амплитуда  $f(\theta, \varphi)$ , поэтому опять имеет место соотношение (1), в к-ром, однако, полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_{\text{упр}} = \iint |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega + \iint |g(\theta, \varphi)|^2 d\Omega \quad (14)$$

содержит вклады от обеих амплитуд рассеяния: без перерота и с переротом спина.

Одним из осн. применений О. т. является *дисперсионная соотношений метод*.

Дисп. Р. в в. в. л. г. Е. Scattering of slow electrons by neutral atoms. *Физ. Журн.*, 1932, т. 40, р. 40; Л. и Я. и Я. Л. Д. Л. и Ф. Л. Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1959; Л. и Ф. Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1958. С. П. А. А. А.

**ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА** (оптическая толщина)  $\tau$  — безразмерная величина, характеризующая ослабление оптич. излучения в среде за счёт поглощения и рассеяния. Для оптич. однородного слоя толщиной  $l$  О. т.  $\tau = \epsilon l$ , где  $\epsilon$  — объёмный *ослабляющий*

*показатель* среды. В неоднородной среде  $\tau = \int \epsilon(z) dz$

( $z$  — нормаль к слою). В слое, в к-ром происходит только поглощение и нет испускания излучения, интенсивность пучка света  $I(l)$ , прошедшего путь  $l$ , определяется *Буэра — Ламберта — Бера* законом:  $I(l) = I(0) \exp(-\tau)$ , где  $I(0)$  — интенсивность пучка, входящего в слой. Слой единичной О. т. ослабляет излучение на  $1/e$  раз.

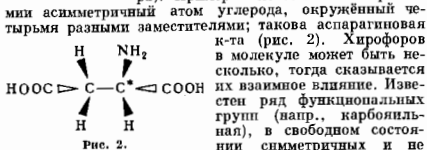
Слой вещества, для к-рого  $\tau > 1$ , наз. оптич. толстым, такой слой практически непрозрачен для прямого излучения, если  $\tau < 1$ , слой наз. оптич. тонким. Т. к. показатель ослабления зависит от длины волны  $\lambda$ , то один и тот же слой вещества может быть оптич. толстым для одного вида излучения и оптич. тонким для другого. О. т. безоблачной атмосферы (для  $\lambda = 0,55 \text{ мкм}$ ) равна  $\approx 0,3$ , облаков над суши  $\approx 10$ , над океаном  $\approx 20$ ; О. т. солнечной фотосферы  $\sim 3$ , хромосферы  $\sim 1$  (для одних линий  $> 1$ , для других  $< 1$ ), т. солнечной короны  $\sim 10^{-6}$ .

Понятие О. т. пользуются при изучении *мутных сред*, в теории *переноса излучения*. В нек-рых разделах оптики (фотометрия, светотехника) пользуются эквивалентным ей понятием *коэффициента пропускания*  $T = \exp(-\tau)$  или *оптической плотности*  $D = -\lg T = \tau / 2,303$ .

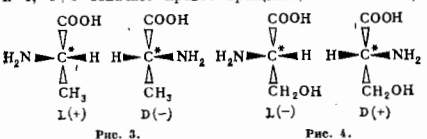
**ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА** — вещества, вращающие плоскость поляризации проходящего через них света. О. а. в. делится на две группы. В первой из них оптич. активность (ОА) связана с асимметричным

строением молекулы, не имеющей ни центра, ни плоскостей симметрии, т. е. хиральной. В этом случае ОА вещества проявляется во всех агрегатных состояниях и растворах. Ко второй группе относятся вещества, ОА к-рых связана с асимметричной структурой самого вещества.

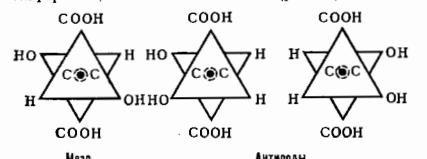
Примером О. а. в. первой группы является гексагелиден, молекула к-рого состоит из цепочки бензольных колец, расположенных по спирали (рис. 1). Процессы, приводящие к возникновению ОА, в этом случае охватывают всю молекулу в целом, рассеяние фотонов происходит в асимметричной области полностью деполяризованных электронов. В др. случаях ОА может быть связана с явлением в молекуле асимметричного центра (хиралофора). Пример — известный в стереохимии асимметричный атом углерода, окруженный четырьмя разными заместителями; такова аспартиновая к-та (рис. 2). Хиралофоров в молекуле может быть несколько, тогда сказывается их взаимное влияние. Известен ряд функциональных групп (напр., карбонильная), в свободном состоянии симметричных и не имеющих ОА, но легко деформируемых асимметричными возмущениями со стороны др. частей молекулы. О. а. в. могут быть положительными (правовращающими при наблюдении навстречу волне) и отрицательными (левовращающими). При этом знак оптич. вращения в общем случае не совпадает со знаком структуры молекулы. Хиральные молекулы, обладающие энантиоморфизмом, могут существовать в двух зеркально симметричных формах — правой и левой (см. *Измеряемая молекула*). Эти две изомерные формы молекул наз. энантиомерами или антиподами: они могут переходить одна в другую, будучи разделены потенциальным барьером, высота к-рого определяется внутримолекулярными взаимодействиями и может быть очень различной (время перехода от  $10^{-3}$  с до неск. лет). Физ. и хим. свойства антиподов одинаковы. Смесь антиподов в равных количествах наз. рацематом, она не обладает оптич. активностью. Оптически активные антиподы обозначаются в соответствии со знаком их структуры буквами *D* и *L* (лат. *Dextro*, *Laevo* — правый и левый); примером могут служить аминокислоты аланин и серин (рис. 3 и 4, «+» означает правое вращение, «-» — левое).



О. а. в. имеют своеобразные спектры комбинац. рассеяния, ралеевского рассеяния, дают циркулярно поляризованный люминесценцию, что позволяет исследовать и возбужденные состояния. О. а. в. в виде кристаллов применяют в оптич. приборах и устройствах для новатора плоскости поляризации, в качестве фазовращающих пластинок, в полупроводниковых устройствах, модулирующих устройствах. В геологии О. а. в. позволяют определить минералы, компоненты нефти.



О. а. в. могут обладать и неактивными изомерами — мезоформами; такова винная к-та (рис. 5).



К О. а. в. второй группы относятся большое количество органич. соединений (ряд к-т и эфиров, сахара, стероидные соединения, сульфиды, селениды и др.). Оптич. активностью обладают мн. комплексные соединения металлов (в особенности переходных Ni, Co), металлоорганические соединения, а также хиральные и холестерические жидкие кристаллы. Особо важна роль О. а. в. в биосфере. Оказывается, что все наиб. важные для живых систем вещества хиральны, причём с определённым для каждого знаком во всей биосфере. Такими *L*-аминокислоты, *D*-сахара и т. д. Различия и усвоенность и физиологич. действие антиподов: напр., *L*-сахара не усваиваются, *L*-фенилаланин вызывает неских. заболевания в отличие от безвредного *D*. Оптич. активностью обладают белки, нуклеиновые к-ты ДНК и РНК, хлорофилл, гемоглобин и т. д. По этому вопросу изучения О. а. в. играют огромную роль в биофизике, биохимии, медицине и фармакологии.

Во второй группе О. а. в. оптич. активность возникает лишь в кристаллич. состоянии и обуславливается хиральной структурой самого кристалла в целом. Примером О. а. в. с активностью экзистонного происхождения является валентный кристалл кварца. Оптически активным ионным кристаллом является NiSO<sub>4</sub>·6H<sub>2</sub>O, где структурный октаэдрич. элемент [Ni(H<sub>2</sub>O)<sub>6</sub>]<sup>2+</sup> вызывает асимметричное возмущение со стороны ионов SO<sub>4</sub> и кристалла RbNO<sub>3</sub>, где оптич. активность связана с деформиров. группой NO<sub>3</sub>. При этом ОА наблюдается и на полосах шпоов металлов. Примером оптически активного кристалла может быть кристалл Те, где атомы Те расположены по спирали и вклад в ОА дают как асимметричные движения свободных носителей, так и асимметрия экзистонных зон. Примером возникновения ОА на акавказии является кристалл силленита Bi<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> (вакансии по Si).

Получение О. а. в. «оптически чистом виде», т. е. в виде одного из антиподов, вообще гоноря, нетривиально. Синтезирование О. а. в. первой группы в хим. реакциях из простых исходных неактивных обычно сложно, т. к. с равной вероятностью образуются оба изомера, и получившийся продукт является рацематом. Для выделения одного из антиподов необходим т. н. асимметрический синтез с применением к-л. хирального реагента или агента (катализатора, примеси, растворителя, «затравки» одного из антиподов), благодаря чему образуется преим. один из антиподов. Известны вещества первой группы, кристаллизующиеся в энантиомерных формах (см. *Энантиомеры*), — винная к-та, бензил, комплексные амиды; однако многие из них образуют рацемич. кристаллы, конгломераты правых и левых кристаллитов, смешанные твёрдые растворы и эвтектики.

О. а. в. второй группы, как правило, — кристаллы (кварц, киошвар, теллур); однако и здесь часто пужны спец. приёмы для получения одного из энантиомеров.

О. а. в. имеют своеобразные спектры комбинац. рассеяния, ралеевского рассеяния, дают циркулярно поляризованный люминесценцию, что позволяет исследовать и возбужденные состояния. О. а. в. в виде кристаллов применяют в оптич. приборах и устройствах для новатора плоскости поляризации, в качестве фазовращающих пластинок, в полупроводниковых устройствах, модулирующих устройствах. В геологии О. а. в. позволяют определить минералы, компоненты нефти.

Лит. см. при ст. *Оптическая активность*. В. А. Кизилев. **ОПТИЧЕСКИЕ ГАРМОНИКИ** — оптич. излучение с частотой  $\omega_n$ , кратной основной частоте излучения  $\omega$ :  $\omega_n = n\omega$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Возможности генерации О. г. связана с нелинейной зависимостью поляризации среды от напряжённости электрич. поля распространяющейся в ней световой волны (см. *Нелинейная поляризация*). О. г. получаются как при непосредств. преобразовании  $\omega \rightarrow \omega_n$  на нелинейностях  $n$ -го порядка, так и

при каскадных преобразованиях на квадратичной нелинейности (см. *Оптическая преобразованием частоты*).

В. В. Яблочкин.

**ОПТИЧЕСКИЕ ИЗОМЕРЫ** (энантиомеры, оптические антиподы) — изомеры молекул, содержащих хиральный центр симметрии (напр., асимметричный атом углерода, открыто к-рого атомы могут располагаться двумя зеркально противоположными способами). Такие молекулы наз. хиральными. Физ. и хим. свойства О. и. одинаковы, различие проявляется только при их взаимодействии с плоскополяризов. светом или с др. хиральными молекулами. Так, О. и. вращают плоскость поляризации в противоположные стороны (см. *Оптическая активность*). Один из О. и. молекулы считают правым ( $D$  — dexter), другой — левым ( $L$  — laevus), что обычно не связано с направлением вращения плоскости поляризации. Правые и левые О. и. одной молекулы иногда, соединяясь друг с другом, образуют довольно прочные соединения — рацематы; такие соединения (а также смеси  $D$ - и  $L$ -изомеров в равном отношении) оптически неактивны, др. физ. свойства рацематов также отличны от свойств энантиомеров, из к-рых они образовались. См. также *Изомерия молекул*.

**ОПТИЧЕСКИЕ КОМПЬЮТЕРЫ** — интенсивно разрабатываемое в 1980–90-е гг. новое поколение вычислит. техники (компьютеров) на основе использования оптич. излучения в качестве носителя информации. Составными частями О. к. служат устройства, к-рые формируют, передают, преобразуют и осуществляют др. операции над информ. и управляющими световыми потоками. Примененные оптич. излучения в качестве носителя информации имеет ряд потенциальных преимуществ (по сравнению с электрич. сигналами) благодаря след. свойствам световых потоков: 1) в линейной среде световые потоки не взаимодействуют между собой, проходя в непосредств. близости или даже пересекаясь друг с другом; 2) световые потоки могут быть локализованы в поперечном направлении до субмикронных размеров и передаваться как по световодам, так и по свободному пространству; 3) скорость распространения светового сигнала выше скорости электрического, зависящего от соотношения активных и реактивных компонент проводимости тракта передачи; 4) взаимодействие световых потоков с нелинейными средами не локализовано, а распределено во всей среде, что даёт новые степени свободы (по сравнению с электронными системами) в организации связей и создании параллельных архитектур.

Эти свойства делают О. к. способными преодолеть ограничения по быстродействию и параллельной обработке информации, свойственные совр. ЭВМ. Напр., диффр. оптич. процессор с числом параллельных каналов  $\sim 10^8 - 10^9$  может совершать до  $10^{13} - 10^{15}$  операций в секунду (при времени переключения в одном канале  $\sim 10^{-8} - 10^{-9}$  с), что значительно превосходит число операций в секунду в электронных системах.

Направление развития О. к. Проникновение оптич. методов в вычислит. технику ведётся по трём осн. направлениям. Первое основано на использовании аналоговых оптич. вычислений (см. *Лампы устройств*) для решения большого класса спец. задач, связанных с необходимостью быстрого выполнения логических преобразований. Однако применение аналоговых оптич. вычислений в универсальных вычислит. системах затруднено из-за недостаточной точности аналоговых методов, накопления шумов в процессе обработки информ. светового потока и из-за малого динамич. диапазона.

Второе направление связано с использованием оптич. соединений трактов (оптич. соединений) для передачи сигналов на разл. ступенях иерархии элементов и устройств вычислит. техники. Места электрич. соединений в совр. ЭВМ — наименее надёжные элементы в их конструкции. Переход к гибридным (оптоэлектронным) системам — одно из возможных решений пробле-

мы. При этом в конструкции компьютера неизбежно появляются новые элементы — оптоэлектронные преобразователи электрич. сигналов в оптические и обратно.

Построение О. к. в к-ром носителем информации на всех этапах её обработки и передачи является только оптич. излучение, исключает необходимость многократного преобразования электрич. энергии в световую и обратно. В результате сокращаются энергетич. затраты, устраиваются многосл. преобразоват. элементы, увеличивается быстродействие. Развитие этого, третьего направления в разработке О. к. связано, в частности, с созданием оптич. элементов вычислит. техники на основе явления *оптической bistability*. Экспериментально реализованы полностью оптические логич. устройства и усилители, комбинации к-рых позволяют создавать сложные информ. системы. К таким устройствам относятся элементы булевой логики, трансформеры — оптич. транзисторы, триггеры — они же ячейки замещающих устройств, и др.

Оптические логические устройства на основе оптической bistability. Полный набор полностью оптических логич. устройств для синтеза более сложных блоков О. к. реализуется, напр., на основе пассивных нелинейных резонаторов-интерферометров, в к-рых в результате светонепропускания, изменения оптич. длины происходит сдвиг киа пропускания (резонанса) относительно длины волны падающего излучения. В зависимости от нач. условий (нач. положений киа пропускания и нач. интенсивности) в пассивном нелинейном резонаторе нелинейный процесс завершается установлением одного из двух устойчивых состояний пропускания (отражения) падающего излучения.

На рис. 1(а) и 2(а) приведены передаточные характеристики bistabilityного интерферометра (БИ) — зависимость интенсивности выходного сигнала (отражённого  $I_{отр}$  от прошедшего  $I_{пр}$ ) от интенсивности сигнала на входе  $I_{вх}$ , складывающегося из сигнала подсети  $I_0$  и выдел. сигнала  $I_1$  или  $I_2$ . Если  $I_0 + I_1 = I_0 + I_2 = I_{кр}$  — порогу переключения — происходит переход системы из состояния с высокой интенсивностью на выходе («1») в состояние с низкой интенсивностью на выходе («0», рис. 1, а) или наоборот (рис. 2, а). Вообще говоря, гистерезис, характерный для оптич. bistabilityности, в данном случае не обязателен. Важно лишь обеспечить достаточно большой перепад между высокой и

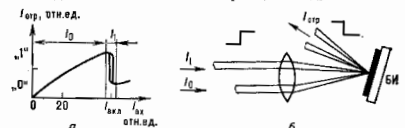


Рис. 1. Передаточная характеристика БИ в отражённом пучке (а) и схема с логической функцией «ИЕ» (б).

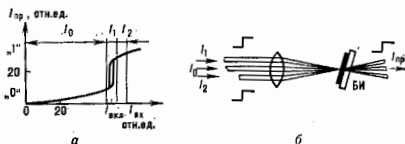


Рис. 2. Передаточная характеристика БИ в проходящем пучке (а) и схема устройства с логическими функциями «И», «ИЕ», «ДЛ» (б).

низкой выходными интенсивностями по отношению к изменяемой входной интенсивности, вызывавшей этот перепад.

Элемент «ИЕ» (см. *Логические схемы*) реализуется с использованием отражённого от БИ потока (рис. 1, б).

Интенсивность  $I_{\text{вх}}$  устанавливается несколько ниже порога переключения  $I_{\text{вкл}}$ , что соответствует высокой интенсивности отраженного сигнала. Незначит. добавка  $I_1$  приводит к резкому уменьшению интенсивности  $I_{\text{отр}}$  а снятие  $I_1$  — к восстановлению высокого уровня  $I_{\text{отр}}$ .

На рис. 2(б) дана схема устройства, представляющего собой по сути оптический программируемый элемент процессора, в к-ром тот или иной вид логич. операции задается значением интенсивности подсветки  $I_0$ . На БИ кроме подсветки подаются ещё два информац. пучка  $I_1$  и  $I_2$  и на выходе рассматривается интенсивность проходящего пучка. Если интенсивность подсветки выбрана такой, что  $I_0 = I_{\text{вкл}} - 0,5I_1$  (рис. 2, а), то наличие сигнала хотя бы в одном из информац. пучков переводит элемент в единичное состояние для проходящего луча (логич. функция «ИЛИ»). При установке  $I_0 \approx I_{\text{вкл}} - 1,5I_1$  элемент включается лишь при одноврем. подаче сигнала («1») в обоих информац. каналах (функция «И»). Если выполняется условие  $I_0 < I_{\text{вкл}} - (I_1 + I_2)$ , то при любой комбинации состояний  $I_1, I_2$  на выходе имеет место нулевой уровень интенсивности (ф-ция «НЕТ»). Наконец, при  $I_0 > I_{\text{вкл}}$  БИ всегда остаётся при выключённом состоянии (ф-ция «ДА»). Для отраженного потока в этой же схеме обеспечиваются также ф-ции «ИЛИ — НЕТ» и «И — НЕТ».

Такой набор элементов является достаточным для синтеза более сложных блочов. На рис. 3 даны некоторые примеры организации взаимодействия между отд. элементами. БИ с гистерезисной зависимостью (рис. 3, а) действует как оптич. триггер с раздельными инверсными

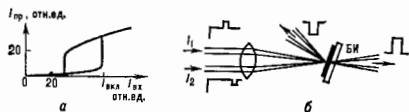


Рис. 3. Передаточная характеристика (а) и схема триггера с раздельными инверсными входами и выходами (б).

входами и выходами (рис. 3, б). Чтобы получить  $RS$ -триггер, один из входных сигналов в схеме рис. 3(б) необходимо инвертировать. ( $RS$ -триггер имеет два входа и два устойчивых состояния, к-рые меняются под действием входных сигналов, при этом обязательно попарно по одному, то с другого входа.) Инвертирование можно сделать с помощью доплотит. элемента

«НЕ» (рис. 4, а). В исходном состоянии интенсивность  $I_2$  выбрана чуть ниже порога переключения элемента «НЕ», а уровень сигнала «ИБ», и уровень сигнала, отраженного в направлении ТПИ, высок. Его сумма с нач. интенсивностью  $I_1$  за счёт регулировки последней соответствует примерно центр. области гистерезисной петли. ТПИ находится в состоянии с низким пропусканием (выключен). Манипуляция интенсивностью пучка  $I_2$  ( $R$ -вход) не могут изменить это состояние. Кратковременное же увеличение интенсивности  $I_1$  ( $S$ -вход) приводит к выключению ТПИ. После этого ближайшим по времени всплеском сигнала  $I_2$  триггер опрокидывается в исходное состояние.

Для создания оптических логич. элементов наряду с резонаторными используются также безрезонаторные системы, в к-рых бистабильный отклик обусловлен

$RS$ -триггер реализуется также и на основе двух «скрещенных» устройств с ф-циями «НЕ» (рис. 4, б). Введённая в систему жёсткая пологит. обратная связь приводит к тому, что первый из элементов устойчиво находится во включённом состоянии, если второй в выключённом, и наоборот. По сравнению с предыдущей эта схема полностью симметрична, но требует более тщательной юстировки.

Тыны бистабильных устройств. Осн. критериями, определяющими практич. использование оптических логич. устройств в вычислит. технике, являются их высокое быстродействие и малая световая энергия (мощность), необходимая для перевода устройства из одного устойчивого состояния в другое. Для нелинейных пассивных резонаторов эти характеристики определяются в первую очередь величиной световодящих, изменения показателя преломления нелинейной среды, помещённой между зеркалами резонатора, и добротностью последнего. С учётом необходимости интегрально-оптич. исполнения оптических логич. элементов указанным критериям наилучшим образом отвечают полупроводниковые материалы и структуры на их основе. Одной из таких структур являются вакуумно-панельные тонкоплёночные полупроводниковые интерферометры (ТПИ). Напр., ТПИ с промежуточными слоями из  $ZnS, ZnSe$  обладают сильной оптич. нелинейностью тепловой природы ( $\Delta n \sim 10^{-2}$ ) при потоках излучения  $\sim 10$  мВт, способность работать в непрерывном режиме при комнатной темп-ре, малыми размерами отд. бистабильного элемента (толщина 0,5–2 мкм, diam. 4–50 мкм), возможностью формировать двумерные интегрально-оптич. схемы на площади  $\sim 10^2$  см<sup>2</sup>, свободой выбора длин волн излучения в видимой области спектра. Осн. недостатком ТПИ с тепловым механизмом нелинейности является ограниченное быстродействие (времена переключения  $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$  с). Использование оптич. нелинейности электронной природы в ТПИ на основе GaAs, InP, ZnSe и др. полупроводниковых слоев позволяет достигать пикосекундного быстродействия в таких устройствах при уд. энергиях переключения устойчивых состояний  $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$  Дж/мкм<sup>2</sup>.

Увеличение нелинейного отклика в полупроводниковых резонаторах и их быстродействие достигается также при использовании в качестве нелинейной среды спец. структуры, сформированной тонкими чередующимися слоями двух полупроводниковых материалов (напр., GaAs и  $Ga_{1-x}Al_xAs$ ). Границы раздела между слоями являются *ветероперепадами*, представляющими собой потенциальные барьеры для движения носителей заряда в соседних слоях. При полной оптич. толщине такой структуры, равной неск.  $\lambda/2$  ( $\lambda$  — длина волны излучения), толщины отд. слоев в ней имеют величину  $\sim 5 - 20$  нм и, следовательно, число чередующихся пар слоев может быть  $\sim 100$  и более. Сформированная таким образом полупроводниковая *сверхрешётка* имеет период, сравнимый с характерными размерными параметрами квантовой механики. Движения носителей заряда в полупроводниках, что приводит к ограничению этого движения в соответствующих направлениях. В результате в энергетич. спектре сверхрешётки возникают особенности, обуславливающие отличия оптич. характеристик такой полупроводниковой структуры от характеристик исходных полупроводниковых материалов, в т. ч. формирование сильной оптич. нелинейности в ней при комнатных темп-рах. БИ, использующие, напр., нелинейное изменение показателя преломления в эпитаксиальной области спектра в промежуточном слое на основе GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As-сверхрешётки, обладают временами переключения  $\sim 10^{-8} - 10^{-9}$  с и уд. энергиями переключения  $\sim 10^{-12} - 10^{-14}$  Дж/мкм<sup>2</sup>. Однако технология изготовления широкопертурных БИ на основе сверхрешёток достаточно сложна.

Для создания оптических логич. элементов наряду с резонаторными используются также безрезонаторные системы, в к-рых бистабильный отклик обусловлен



нелинейным изменением коэф. поглощения среды на длине волны падающего излучения (безразоваторная бистабильность). Среди таких устройств лучшими характеристиками обладают бистабильные элементы, созданные на основе сверхрешеток и на основе стеклянных матриц, допированных полупроводниковыми микрокристаллами с размерами  $\sim 10-100$  нм.

Т. о., принципиально возможна реализация компьютеров полностью оптических, в к-рых используются как параллельная обработка информации, потоков широкоархитурными процессорами на основе бистабильных оптич. элементов, так и оптич. средства организации связей между отд. элементами и процессорами, в т. ч. с использованием статистич. и динамич. голограмм.

Концепция полностью О. к., по-видимому, наиб. адекватно соответствует естеству ситуации, поскольку человек являлся конечным потребителем информации, наиб. её обьем получает в форме оптич. образов.

Оптические нейронно-сетевые компьютеры. О. к. может значительно быстрее (на неск. порядков) решить вычислит. задачи по заданному алгоритму (структурной задаче) прежде всего вследствие высокого параллелизма. Однако при решении т. н. нерегулярных (случайных) задач, для к-рых трудно, практически невозможно, задать алгоритм, возникают большие затруднения. Решение случайных задач по сути сводится к выбору одного из множества готовых решений, к-рое является наилучшим при имеющихся входных данных. Для этого в памяти должна храниться совокупность таких решений. Обычный компьютер не обладает способностью запоминать и извлекать из памяти информацию в виде готовых решений. Это свойственно человеческому мозгу и проявляется при решении задач, связанных с распознаванием образов (такие задачи относятся к случайным). Для моделирования процесса работы мозга человека путем имитации его анатомич. нейронных структур предназначены разрабатываемые в 80-90-е гг. нейронные (нейроно-сетевые) компьютеры. Подобно мозгу, такие компьютеры должны состоять из большого числа несложных процессорных элементов, между к-рыми имеются множочисл. перекрестные связи. Такие системы должны, так же как и мозг, обладать ассоциативной памятью, способной при наличии на входе части всех признаков нек-рого объекта воспроизвести на выходе всю информацию о данном объекте. Вычисления в нейронных сетях выполняются «коллективно» в результате простых операций, выполняемых одновременно отд. нейронами, вся сеть в целом реализует более сложную Ф-цию. При такой организации процесса вычислений информация может кодироваться и запоминаться не в отд. ячейках, а установлением определенной структуры связей между ними. Нейронно-сетевые компьютеры способны также к самопробному обучению.

Нейроно-сетевой О. к. состоит из двух осн. компонентов. Это двумерная матрица оптич. переключающих (бистабильных) элементов (искусств. аналогов нейронов); состояния одних элементов изменяются в зависимости от состояния элементов, с к-рыми они соединены. С помощью световых пучков каждый элемент этой матрицы может быть соединен со всеми другими. Второй компонент — голограмма, с помощью к-рой задаются различные связи между элементами. С помощью голограмм, обьем к-рой равен  $1$  см<sup>3</sup>, можно задать более  $10^9$  связей. Нейроно-сетевые О. к. способны, по-видимому, дать наилучшие результаты в задачах, связанных с принятием решений с целесообразно ограниченной точностью, т. е. в области информат. деятельности, в наиб. степени свойственной человеческому мозгу.

О. к. — это одно из будущих поколений вычислит. техники, конкретный вид к-рой будет определяться как новыми архитектурными построениями, так и новой элементной базой.

Лит.: Зябровская А., Ситон К. Т., Смит С. Д., Оптический компьютер, «В мире науки», 1983, № 4, с. 15;

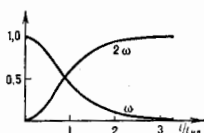
«ТИЭР», 1984, т. 72, № 7; Синицын Г. В., Полностью оптические элементы дисперсной логики на основе бистабильных тонкопленочных интерферометров, «Известия академии наук СССР», 1987, т. 14, № 3, с. 528; Абу-Мотафа Я. С., Швалт и С. Д., Оптические нейронно-сетевые компьютеры, «В мире науки», 1987, № 5, с. 42; Гиббс Х. М., Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1988; Optical computing, «Appl. Opt.», 1988, т. 27, № 3, в. 184.

ОПТИЧЕСКИЕ ОБЪЕМЫ — см. Иллюзии оптические.

ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЧАСТОТЫ — оптич. устройства для преобразования частоты лазерного излучения на основе нелинейной зависимости поляризации  $P$  среды от напряженности электрич. поля  $E$  световой волны, распространяющейся в ней (см. Нелинейная поляризация). О. п. ч. разных типов позволяют преобразовывать частоту излучения лазера как в более коротковолновый, так и в более длинноволновый диапазон и даже получать перестраиваемое по частоте излучение. Наиб. интерес в практич. отношении в связи с их высокой эффективностью представляют О. п. ч., использующие квадратичную зависимость  $P$  от  $E$ , т. е. первый нелинейный член в разложении нелинейной поляризации по полю:  $P^{(2)} \sim \chi^{(2)}EE$  ( $\chi^{(2)}$  — тензор нелинейной восприимчивости второго порядка). К таким О. п. ч. относятся оптич. удвоители частоты, генераторы суммарной и разностной частот, параметрич. генераторы света.

Оптические удвоители частоты (генераторы второй оптич. гармоники) позволяют эффективно преобразовывать излучение лазера с частотой  $\omega$  в излучение с удвоенной частотой  $2\omega$ . Преобразование осуществляется в нелинейных кристаллах, обладающих ненулевой квадратичной нелинейностью (кристаллы без центра инверсии) при распространении взаимодействующих волн вдоль т. н. направления фазового синхронизма. Наиб. распространены нелинейные кристаллы:  $KDP$ ,  $ADP$ ,  $CDA$ ,  $Ba_2Na_2Nb_2O_{15}$ ,  $KTP$ ,  $LiNbO_3$ . Эффективность преобразования осн. излучения во вторую гармонику определяется свойствами нелинейного кристалла, а именно: отношением  $\chi^{(2)2}/n^3$  ( $n$  — показатель преломления и его длиной  $l$ , а также характеристиками пучка преобразуемого излучения (пространственным и временным профилем, энергией импульса или мощностью непрерывного излучения). Напр., при удвоении монохроматич. излучения с плоским фронтом мощность волны второй гармоники зависит от отношения  $l/l_{\text{нл}}$  ( $l_{\text{нл}} = \lambda n / 4\pi \chi^{(2)}$ ;  $\lambda$  — длина волны и  $E$  — амплитуда поля осн. излучения). По мере

Зависимость (в относительных единицах) интенсивности излучения на основной частоте  $\omega$  и на частоте второй гармоники  $2\omega$  от отношения  $l/l_{\text{нл}}$ .



распространении осн. волны в кристалле её мощность уменьшается, а мощность второй гармоники возрастает (рис.) и при  $l = 3l_{\text{нл}}$  достигает 99% от мощности осн. волны. При удвоении частоты излучения лазера  $\lambda = 1$  мкм и интенсивностью  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> в кристалле ниобата лития  $l_{\text{нл}} = 3$  см. Для реальных лазерных пучков с ограниченной апертурой, а также в импульсном режиме работы эффективность оптич. удвоителей ниже, чем в случае плоских волн. Макс. достигнутая энергетич. эффективность оптич. удвоителя составляет 90% при интенсивности накачки 3 ГВт/см<sup>2</sup>, длительности импульса 0,5 нс в кристалле  $KDP$  длиной  $l = 3$  см.

Генераторы суммарной частоты преобразуют две волны с разными частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в волну с частотой  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ . В качестве среды с квадратичной нелинейностью в этих генераторах обычно используются те же кристаллы, что и в оптич. удвоите-

ля). Генераторы суммарной частоты используются: а) в многокаскадных генераторах гармоник для дальнейшего преобразования частоты лазерного излучения в более коротковолновый диапазон (напр., при получении третьей, четвёртой, пятой и т. д. гармоник осн. излучения лазера); б) для смещения перестраиваемого диапазона частот в более коротковолновый диапазон (гл. обр. УФ) путём сложения частот перестраиваемого лазера и лазера с фиксированной частотой; в) преобразования ИК-сигналов и изображений в видимый диапазон, где чувствительность фотоприёмников существенно выше.

Генераторы разностной частоты, использующие также квадратичную нелинейность полиризации, предназначены для уменьшения частоты, для преобразования двух волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в волну с частотой  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ . Они применяются для получения когерентного излучения в ДВ-области спектра вплоть до субмиллиметровых волн, как в непрерывном режиме, так и в импульсном с нано- и пикосекундной длительностью.

Параметрические генераторы света позволяют эффективно преобразовать излучение с фиксированной частотой  $\omega$  в две перестраиваемые по частоте волны с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , удовлетворяющим соотношению  $\omega_1 + \omega_2 = \omega$ . Они являются перспективными источниками мощного перестраиваемого когерентного излучения ИК-диапазона ( $\lambda > 1$  мкм). Энергетич. к-д импульсных перестраиваемых параметрич. генераторов света достигает 60%.

Для преобразования частоты лазерного излучения используются также и нелинейности поляризации более высокого порядка (кубической, четвёртой степени и т. д.). Оптические умножители частоты  $n$ , использующие высшие нелинейности, позволяют в одном каскаде получать высшие гармоники осн. излучения лазера, т. е. осуществлять прямые процессы преобразования  $\omega \rightarrow 3\omega$ ,  $\omega \rightarrow 4\omega$  и т. д. Таким способом получено самое коротковолновое когерентное излучение в вакуумной УФ-области спектра с  $\lambda = 53,5$  и  $38,8$  нм путем генерации пятой и седьмой гармоник на нелинейностях  $\chi^{(5)}$  и  $\chi^{(7)}$  в He и Ne. На нелинейности  $\chi^{(9)}$  в парах Na получена девятая гармоника излучения лазера на неодимовом стекле с  $\lambda = 117$  нм. Однако эффективность таких процессов обычно невелика вследствие малости величин соответствующих нелинейных восприимчивостей среды, и поэтому заметное преобразование можно получить лишь при достаточно высоких интенсивностях осн. излучения (к-рые ограничиваются *лучевой прочностью* среды), реализуемых, как правило, для импульсов пикосекундного диапазона. В большинстве случаев для оптич. умножителей частоты более эффективным оказывается использование неск. каскадов последоват. удвоения частоты.

Важный класс О. п. ч. составляют преобразователи, использующие вынужденное комбинац. рассеяние света (см. *Вынужденное рассеяние света*) — взаимодействие световых волн и фоонов оптич. частоты на кубич. нелинейности среды, приводящее к преобразованию излучения лазера с частотой  $\omega$  в волны с частотами  $\omega \pm N\Omega$ , где  $\Omega$  — одна из осн. частот молекулярных колебаний среды (стоксов сдвиг),  $N = 1, 2, 3, \dots$  Эффективность таких О. п. ч. может быть весьма высока (см. *Комбинационный лазер*).

О. п. ч. разл. типов позволяют существенно расширить диапазон длин волн когерентного излучения и даже получать перестраиваемое излучение в разл. областях УФ-, ИК- и видимого диапазонов. Среди многочисл. применений О. п. ч. следует выделить использование их в мощнейших многокаскадных лазерных системах, предназначенных для проведения экспериментов по *лазерному термоядерному синтезу*. Эфф. преобразование излучения таких систем в более коротковолновый диапазон даёт принципиально новые возможности в решении этой важной проблемы.

Лит.: Перикс Ф., Милявтер Д.ж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ. М., 1976; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; Дмитриев В. И., Тарасов Л. В., Прикладная нелинейная оптика, М., 1982; Шон И. Р., Принципы нелинейности оптики, пер. с англ., М., 1989. В. В. Жданов.

**ОПТИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ** — газоразрядные явления, аналогичные *электрическим разрядам в газе*, возникающие в воздухе или др. газе под действием мощных световых (лазерных) полей. Доз изобретения лазеров изучались и использовались газовые разряды в полях более низких частот, чем оптические: в пост. электрич. поле, в ВЧ-, в СВЧ-полях. Лазерная техника открыла физике газоплазменного разряда оптич. диапазон. Различают два осн. типа О. р.: 1) лазерная и 2) кр-ая — оптич. пробой газа, т. е. бурное нарастание ионизации ранее не ионизированного газа; 2) непрерывный О. р. — поддержание в газе уже имеющегося ионизов. состояния под действием светового излучения.

**Оптический пробой (ОП).** Обнаружение эффекта в 1963 [П. Мейкер (P. Maker), Р. Терхун (R. Terhune) и У. Р. Савидж (W. R. Savage)] стало возможным благодаря созданию лазера с модулятором добротности, к-рый даёт очень мощный, т. е. гигантский, импульс (длительность  $t \approx 30$  нс, энергия 1 Дж, пиковая мощность 30 МВт). Когда луч такого рубинового лазера сфокусирован линзой, в комнатном воздухе в области фокуса вспыхивает искра и там образовалась плазма, как при электрич. пробое разрядного промежутка между электродами. Оптич. пробой происходит, когда интенсивность излучения  $S [Вт/см^2]$  или среднеквадратичное электрич. поле световой волны  $E = 19 \sqrt{S} [В/см]$  превосходит нек-рые пороговые значения ( $S \geq 10^6$  МВт/см $^2$ ,  $E \geq 6 \cdot 10^4$  В/см, в воздухе). Как показали измерения, видимая вспышка, свидетельствующая о пробое, появляется, если в области фокуса лампы рождается  $\sim 10^{18}$  электронов. Пороговые величины  $S_{пр}$ ,  $E_{пр}$  — важнейшие характеристики ОП, зависящие от рода газа, давления, частоты света, а также диаметра фокуса, длительности импульса и распределения интенсивности по сечению. При не чрезмерно высоких давлениях  $p$  пороги неуклонно понижаются с ростом давления, но, начиная с  $p \sim 10^2 - 10^3$  атм, с увеличением  $p$  растут (рис. 1). Одноатомные газы обычно пробиваются легче, чем молекулярные. На частотах,

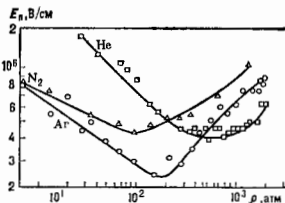


Рис. 1. Зависимость амплитуды пороговых полей  $E_p$  от давления  $p$  для пробоя газа рубиновым лазером. Диаметр фокусного пятна  $10^{-3}$  см, длительность импульса по половине мощности 50 нс.

соответствующих видимой и ИК-областям спектра, пороги понижаются с уменьшением частоты: для неодимового лазера ( $\lambda = 1060$  нм) пороговые интенсивности (рис. 2) меньше, чем для рубинового ( $\lambda \approx 694$  нм). Пороговая интенсивность понижается также при увеличении радиуса фокусного пятна, т. е. размеров области, подверженной действию поля, и в небольшой степени — при увеличении длительности импульса.

ОП происходит в результате развития *ламина электр. разряда*. Первые (затравочные) электроны вырываются из атомов, молекул, возможно, мельчайших пылинкок путем *многофотонного фотоэффекта* при одноврем. поглощении неск. лазерных квантов  $h\nu$ . Несколько — потому, что потенциалы ионизации атомов значительно больше  $h\nu$ . В поле световой волны электрон приобретает энергию, ионизует атом; вместо одного энергичного

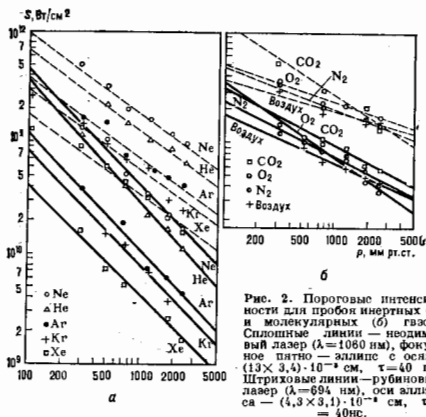


Рис. 2. Пороговые интенсивности для пробоя инертных (а) и молекулярных (б) газов. Сплошные линии — неодимовый лазер ( $\lambda = 1060$  нм), фокусное пятно — эллипс с осями  $(1,3 \times 3,4) \cdot 10^{-3}$  см,  $\tau = 40$  нс. Штриховые линии — рубиновый лазер ( $\lambda = 694$  нм), ось эллипса —  $(4,3 \times 3,1) \cdot 10^{-3}$  см,  $\tau = 40$  нс.

При реально выполняющемся условии  $k\omega \ll \epsilon$  Флу- ( $\bullet$ ) можно приближенно применять и к излучениям рубинового и неодимового лазеров ( $\lambda = 694$  и  $1060$  нм), хотя их  $k\omega = 1,78$  и  $1,17 zB \gg \Delta\epsilon$ . В этом случае Флу следует трактовать статистически: если, напр.,  $k\omega = 100\Delta\epsilon$ , то в 99 столкновениях электронов не обменивается энергией с полем, а в сотом приобретает целый квант  $k\omega$ . Строгие расчеты электронной лавины и порогов пробоя, основанные на решении кинетич. ур-ния для электронного спектра, дают удовлетворит. количеств. согласие с измерениями.

При не слишком высоких давлениях, когда  $v_m^2 \ll \omega^2$ , классич. закон  $S_H \propto \omega^2 \propto \lambda^{-2}$  хорошо выполняется в широком диапазоне оптич. частот, вплоть до сжатия с СВЧ. Точки, соответствующие пробую воздуха излучениями разл. лазеров, группируются около классич. прямой  $\lg S_H = \text{const} - 2\lg \lambda$  (рис. 3).

В УФ-диапазоне из-за квантовых эффектов порог ОП снижается по сравнению с законом  $S_H \propto \omega^2$ .

Порог пробоя воздуха при атм. давлении излучением  $\text{CO}_2$ -лазера,  $S_H \approx (1-2) \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, определяется присутствием аэрозольных частиц, нагрев и испарение к-рых способ-

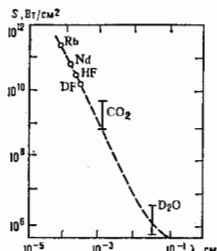


Рис. 3. Пороги пробоя воздуха при атмосферном давлении излучением разных лазеров. Штриховая линия — классический закон  $S_H \propto (\omega^2 + \nu_m)$ .

ствуют появление затравочных электронов (кванты  $\text{CO}_2$ -лазера  $k\omega = 0,124 zB$  слишком малы для многоквантового фотоэффекта). В очищенном воздухе порог повышается до  $3 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. В сильно разреженных газах,  $p \leq 1$  мм рт. ст., или в случае чрезвычайно коротких, наносекундных лазерных импульсов лавина не успевает развиться и наблюдаемая ионизация обуславливается исключительно многоквантовым фотоэффекту.

Фокусирова мощней лазерный импульс лизисом с фокусным расстоянием  $\sim 10$  м, получают т. н. дивергентную искру — плазменный канал, не слышной, но длиной до десятков метров (лазерная искра от короткофокусной лизис имеет размеры  $0,1-1$  см). Пробой газа в постоянном или СВЧ-поле существенно облегчается в присутствии интенсивного лазерного излучения. Это позволило создать хорошие разрядники с лазерным подпитком, направленный пробой, при к-ром обычный искровой разряд развивается вдоль светового канала и не обязательно ориентирован по вектору поля. ОП сильно облегчается, если происходит вблизи поверхности твердых тел; при этом пороговая интенсивность может быть на несколько порядков ниже — т. н. низкопороговый пробой.

Непрерывный оптический разряд (НОР) — стационарное поддержание плотной равновесной плазмы излучением лазера непрерывного действия (напр.,  $\text{CO}_2$ -лазера); был предсказан теоретически и получен на опыте в 1970. По сравнению с традиц. способами поддержания плазмы с  $T \sim 10000$  К при помощи дугового, индукционного, СВЧ-разрядов для подвода энергии к плазме оптич. способом не требуется конструктивных элементов: электродов, индуктора, волновода. Световая энергия свободно передается на расстояние световым лучом. Это открывает возможность зажигания плазмы на расстоянии от лазера и в любых, даже труднодоступных местах. Если продувать холодный газ через горящий НОР, подобно тому, как это делается в дуговых и прочих генераторах непрерывной плазменной струи — плазматронах, получается оптический и плаз-

электрона появляются два медленных; потом всё повторяется. Так происходит разномощное электронов.

Согласно представлениям классич. теории, в осциллирующем поле на подступ. движение электрона с энергией  $\epsilon$  накладываются колебания вдоль вектора  $E$  с энергией порядка  $\Delta\epsilon = e^2 E^2 / m \omega^2$ . При рассеянии атомом электрон начинает новое подступ. движение с энергией, в ср. на  $\Delta\epsilon$  большей, а колебания раскачиваются заново. Если эфф. частота столкновений  $\nu_m$  сравнима с круговой частотой излучения  $\omega$ , так что электрон не успевает совершить много осцилляций за период между столкновениями, то колебания раскачиваются не полностью, перекачка энергии от поля к электрону замедляется. С учётом этого обстоятельства энергия хаотич. движения электрона  $\epsilon$  вырастает в 1 с на

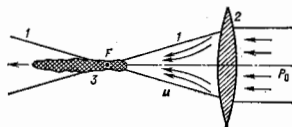
$$(d\epsilon/dt)_E = e^2 E^2 \nu_m / m (\omega^2 + \nu_m^2). \quad (*)$$

Чтобы за короткое время лазерного импульса ( $10^{-8}$  с) родилась необходимая для ОП примерно  $\log_{10}(10^{13}) \approx 40$  поколений электронов, скорость набора энергии  $(d\epsilon/dt)_E$  и определяющее её поле  $E$  должны иметь достаточно большие значения, тем более, что нужно ещё возмещать потери энергии электронов и, возможно, их исчезновение. Если  $v_m^2 \ll \omega^2$ , т. е. давление относительно невелико ( $\nu_m \propto p$ ) или частота поля высока, то скорость набора энергии от поля  $(d\epsilon/dt)_E \sim (E/\omega)^2 p$ . Само же пороговое поле  $E_H$ , при к-ром электрон успевает набрать энергию, достаточную, чтобы произвести ионизацию, пропорционально  $\omega$  и уменьшается при увеличении  $p$ .

Если давление высокое,  $v_m^2 \gg \omega^2$ , то  $(d\epsilon/dt)_E \sim E^2/p$ , а пороговое поле не зависит от частоты и растёт с ростом  $p$ . Физич. давления  $(d\epsilon/dt)_E$  максимальна при  $\nu_m = \text{const} p = \omega$ ; при таком же примерно условии минимально порог пробоя  $E_H$ . Классич. представления, безоговорочно применимые к СВЧ-излучению и ИК-излучению  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм), качественно объясняют соответствующие пороговые зависимости  $E_H(p)$ , к-рые очень похожи на зависимости  $E_H(p)$  (рис. 1) для рубинового лазера ( $\lambda = 694$  нм). Только в случаях СВЧ- и  $\text{CO}_2$ -лазера минимумы лежат при более низких давлениях, ибо  $p \propto \omega$ , и сами пробивающие поля  $E_H \propto \omega$  меньше. А на оптич. частотах для пробоя требуются гораздо более высокие поля и минимум пробоя  $E_H$  сдвигается в сторону высоких давлений в сотни атмосфер.

м отрон (рис. 4). Темп-ра плазмы в НОР, как правило, выше, чем в дуговом разряде, — ок. 20 000 К. В опыте НОР поджигают в камере, наполненной к.-л. газом, или в комнатном воздухе, фокусируя лазерный луч линзой или зеркалом. Плазма располагается

Рис. 4. Принципиальная схема оптического плазмотрона: 1 — концы светового канала; 2 — линза; 3 — плазма; F — точка фокуса; и — газовой потока; P<sub>л</sub> — лазерное излучение.



в районе фокуса, несколько сдвигая от фокуса по направлению к источнику до того сечения светового канала, где интенсивности излучения ещё хватает для компенсации потерь энергии из плазмы, без чего нет стационарного горения. Чтобы зажечь НОР, необходимо создать начальный, поглощающий лазерное излучение очаг плазмы. Проще всего ввести в область фокуса проволоку и убрать её после зажигания разряда.

Оценить лазерную мощность P, необходимую для поддержания НОР, можно из условия баланса теплопроводностного вытекания энергии из небольшой плазменной сферы радиуса r и поглощения ею лазерной энергии. Если, как это обычно бывает, область разряда не сильно поглощает лазерное излучение,  $\mu_{\lambda} r < 1$ , где  $\mu_{\lambda}(T)$  — коэф. поглощения при темп-ре плазмы T, то

$$P = 2\pi\theta(T)/(\mu_{\lambda}(T)), \quad \theta(T) = \frac{\kappa}{6}kT.$$

Здесь  $\theta(T)$  — потенциал потока тепла,  $\kappa$  — коэф. теплопроводности. Ф-ция  $\theta(T)$  — монотонно растущая, но  $\mu_{\lambda}(T)$  при пост. давлении имеет максимум при темп-ре, соответствующей почти полной однократной ионизации. Такая примерно темп-ра  $T_m \approx 20\ 000$  К и устанавливается в НОР, и ей соответствует минимальная необходимая пороговая лазерная мощность P<sub>п</sub>. В воздухе при p = 1 атм НОР устанавливается при мощности излучения СО<sub>2</sub>-лазера P<sub>п</sub> = 2 кВт; темп-ра плазмы при этом T<sub>m</sub> ≈ 17 000 К,  $\theta_{m} \approx 0,3$  кВт/см,  $\mu_{\lambda max} \approx 0,8$  см<sup>-1</sup>. Опыт хорошо подтверждает эти оценки. Коэф. поглощения  $\mu_{\lambda}(T_m)$  возрастает с увеличением давления ( $\sim p^{1,8} - p^2$ ), а пороговая мощность соответственно уменьшается с ростом давления; P<sub>п</sub> также уменьшается в случае тяжёлых одноатомных газов, обладающих плохой теплопроводностью ( $\theta_m$  меньше). Так, при поддержании НОР в ксеноне при p ≈ 3–4 атм требуется всего P<sub>п</sub> ≈ 150 Вт (рис. 5, а). При p ≥ 10 атм падение P<sub>п</sub> прекращается, т. к. на смену теплопроводностным потерям энергии постепенно приходят лучистые, к-рые растут с p, как и  $\mu_{\lambda}$ .

На рис. 5 (а, б) нижними ветвями кривых показаны измеренные на опыте пороговые мощности P<sub>п</sub>. Если лазерная мощность P превышает P<sub>п</sub>, то плазма сильнее сдвигается навстречу лучу и увеличивается в разме-

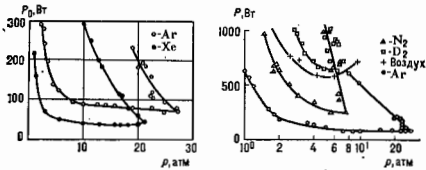


Рис. 5. Пороговые мощности, необходимые для поддержания непрерывного оптического разряда в атомарных (а) и молекулярных (б) газах (нижние ветви кривых). Верхними ветвями кривых показаны верные пределы существования НОР.

рах, но темп-ра её не возрастает. Наблюдается и верхний предел существования НОР по мощности и по давлению. Его существование связано с возрастанием роли лучистых потерь при больших темп-рах и размерах плазмы и вызванной этим неустойчивостью состояний, лежащих выше и правее верхних краевых. Однако при фокусировании лазерного луча короткофокусным зеркалом верхнего предела нет — НОР наблюдается и при p ≥ 10 атм.

Спектроскопич. методами измерялись темп-ры в плазме НОР и их пространств. распределения. На рис. 6 показано пространств. распределение темп-ры (изотермы) в НОР в воздухе атм. давления. Луч СО<sub>2</sub>-лазера идёт справа налево; мощность лазера 6 кВт. Контур сходящегося светового канала показан пунктиром. В Ar при p = 2 атм достигалась темп-ра T<sub>max</sub> ≈ 18000 К, в Хе при p = 2 атм — 14 000 К, в H<sub>2</sub> при p = 6 атм — 21000 К, в N<sub>2</sub> при p = 2 атм — 22 000 К, в воздухе при p = 1 атм — 17 000 К. При aumentation превышения P

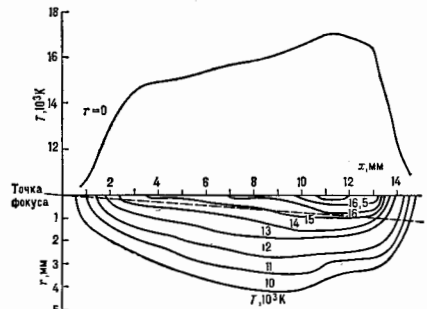


Рис. 6. Изотермы пространственного распределения температуры в НОР (снизу) и распределение T на оси луча (сверху).

над P<sub>п</sub> в плазме НОР поглощается около половины лазерной энергии, остальная проходит насквозь. Благодаря своей высокой темп-ре и хорошей стабильности НОР может служить непрерывным источником излучения очень большой калиброванной яркости. НОР часто возникает около твёрдых поверхностей, подвергаемых воздействию достаточно мощного лазерного излучения: при лазерной сварке, резке и др. Он оказывает неблагоприятное влияние на лазерную технологию, экранируя обрабатываемый материал от луча. Во избежание этих эффектов, а также и для др. целей целесообразно обдувать обрабатываемое место потоком газа (НОР «сдувается»).

Распространение О. р. Как и др. электрич. разрядом в газах, О. р. свойственна тенденция распространяться: плазменный фронт разряда может двигаться навстречу лазерному излучению. Эффекты распространения возникают вследствие ионизации газа перед фронтом плазмы. Когда холодный газ перед фронтом нагревается, ионизуется, он приобретает способность поглощать лазерный луч. Фронт разряда переходит на новое место, новая масса газа включается в разряд. Можно наблюдать и обратную картину распространения, характерную для оптич. плазмотрона, когда плазменное образование локализовано в пространстве (в районе фокуса линзы, где интенсивность излучения максимальна), а холодный газ продвигается через разряд.

Существует неск. механизмов распространения О. р. 1) Нагрев и ионизация газа перед плазменным фронтом сильной ударной волной, вызванной интенсивным энерговыделением, — т. н. световая детона-

ци и я. Она обычно наблюдается сразу после пробоя газа гигантским лазерным импульсом и до его окончания. Фронт световой детонации распространяется навстречу лучу со скоростями  $\sim 100$  км/с, и газ за ним нагревается до темп-ры  $10^8$ — $10^9$ К. Зарегистрированная по измерению интенсивности рентг. излучения наб. темп-ра в такой лазерной искре составила  $3 \cdot 10^8$  К (при пиковой мощности лазерного импульса в неск. ГВт). После окончания гигантского лазерного импульса от места энерговыделения распространяется квадросферич. светящаяся взрывная волна. Эффект является миниатюрной копией ядерного взрыва в атмосфере.

2) Наблюдается медленное распространение плазменного фронта в лазерном луче со скоростями  $\sim 10$ — $40$  м/с, обзавое теплопроводностному прогреванию газа перед фронтом. Этот механизм действует преим. и в оптич. плазмотроне, где для непрерывности горения применяется непрерывный  $\text{CO}_2$ -лазер. В оптич. плазмотроне достигается на  $1000$ — $3000$  К более высокая темп-ра, чем в НОР в неподвижном газе. Продувкой воздуха снимаются верх. ограничения по мощности лазера, а также по фокусному расстоянию линзы  $f$  (в неподвижном воздухе в слабофокусированном луче, при  $f \geq 20$  см, НОР не горит).

3) Наблюдается быстрые волны ионизации в лазерном луче, распространяющиеся со скоростями  $10$ — $100$  км/с, но без ударной волны. Они вызываются ионизацией газа перед фронтом тепловым излучением плазмы (радиач. волны).

4) Наблюдались также волны пробоя.

Лит.: Островская Г. В., Зайдель А. Н., Лазерная искра в газах, «УФН», 1973, т. 111, с. 579; Райзер Ю. П., Лазерная искра и распространение плазмы, М., 1974; его же, Оптические разряды, «УФН», 1980, т. 132, с. 549.

Ю. П. Райзер.

**ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ** — совокупность оптич. деталей — линз, призм, плоскопараллельных пластинок, зеркал и т. п., скомбинированных определ. образом для получения оптич. изображений или для преобразования светового потока, идущего от источника света. В зависимости от положения предмета и его изображения различают несколько типов О. с.: *микроскоп* (предмет на конечном расстоянии, изображение — на бесконечности), *телескоп* (и предмет, и его изображение находятся в бесконечности), *объекты* (предмет расположен в бесконечности, а изображение — на конечном расстоянии), *проект. система* (предмет и его изображение расположены на конечном расстоянии от О. с.; см. *Проекцииный аппарат*). О. с. характеризуются такими параметрами, как *светосила*, *линнейное* и *угл. увеличение*, масштаб оптического изображения.

О. с. используются в техол. оборудовании, в медицине, для *оптической локаци.*, *оптической связи*, для образования плазмы и т. п.

Расчёт О. с. и устранение их aberrаций являются сложной задачей, и совр. прогресс в оптич. приборостроении связан с использованием новых материалов и расчётом О. с. с помощью ЭВМ.

Лит.: Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

**ОПТИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ** — лазеры со стабильной во времени частотой излучения ( $10^{14}$ — $10^{15}$ ), её воспроизводимостью ( $10^{-12}$ — $10^{-14}$ ). О. с. применяются в физ. исследованиях и находят практич. применение в метрологии, локаци., геофизике, связи, навигации и машиностроении. Деление частоты О. с. ч. до радиодиапазона сделало возможным создание шкалы времени, основанной на использовании периода оптич. колебаний.

О. с. ч. обладают преимуществами по сравнению с *квантовыми стандартами частоты* СВЧ-диапазона: эксперименты, связанные с измерением частоты при использовании лазеров, требуют меньшего времени, т. к. абс. частота в  $10^4$ — $10^9$  раз превышает нелазерные стандарты частоты. Абс. интенсивность и ширина резонансов, являющихся реперами частоты, в оптич. диапазоне в  $10^8$ — $10^9$  раз больше, чем в СВЧ-диапазоне, при од-

ной и той же относит. ширине. Это позволяет создавать О. с. ч. с более высокой кратковрем. стабильностью частоты. При делении частоты О. с. ч. до радиодиапазона относит. ширина линии излучения практически не меняется (если используется СВЧ стандарт. флукуц. спектр его сигнала существенно расширяется при умножении частоты в  $10^8$ — $10^9$  раз). Роль квадратурного *Доплера эффекта*, ограничивающего долговрем. стабильность и воспроизводимость частоты, одинакова.

**Принцип стабилизации.** Стабилизация частоты лазера, как и стандартов радиодиапазона, основана на использовании спектральных линий атомного или молекулярного газа (оптич. реперы), к центру к-рых привязывается частота  $\nu$  с помощью электронной системы автоматич. подстройки частоты. Т. к. линии системы лазеров обычно значительно превосходят ширину полосы пропускания *оптического резонатора*, то нестабильность ( $\delta\nu$ ) частоты  $\nu$  генерации в большинстве случаев определяется изменением оптич. длины резонатора  $l$  ( $\delta\nu = \delta\nu/l$ ). Осн. источниками нестабильности  $l$  являются тепловая дрейф, механич. и акустич. возмущения элементов конструкции резонатора, флукуцации показателя преломления газоразрядной плазмы. С помощью оптич. репера система автоподстройки вырабатывает сигнал, пропорц. величине и знаку расстройки  $\Delta\nu$  между частотой  $\nu$  и частотой  $\nu_0$  центра спектральной линии, с помощью к-рого частота лазера настраивается на центр линии ( $\Delta\nu = \nu - \nu_0 = 0$ ). Относит. точность настройки обратно пропорц. произведению добротности спектральной линии  $\nu_0/Q$  ( $Q$  — ширина линии) на отношение сигнал/шум при её индикации.

Для получения узкой линии излучения и высокой кратковрем. стабильности частоты (стабильность за время  $t \leq 1$  с) необходимо использовать реперы достаточно высокой интенсивности с шириной  $\gamma$ , значительно превосходящей характерный диапазон частотных возмущений  $\Delta\nu_R$ . Для *газовых лазеров* характерная ширина спектра акустич. возмущений  $\Delta\nu_f \sim 10^2$ — $10^4$  Гц, поэтому требуемая ширина резонанса  $\gamma \leq 50$  Гц (относит. ширина  $10^{-2}$ — $10^{-4}$ ). Это позволяет использовать системы автоматич. подстройки частоты с широкой полосой ( $10^4$  Гц) для эфф. подавления быстрых флукуцаций длины резонатора.

Для достижения высокой долговрем. стабильности и воспроизводимости частоты необходимы оптич. линии высокой добротности, т. к. при этом уменьшаются влияющие факторы на сдвиги частоты центра линии.

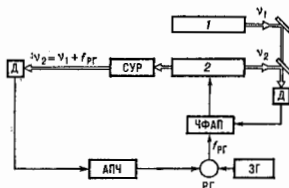
**Оптические реперы.** Используемые в СВЧ-диапазоне методы получения узких спектральных линий оказались не применимыми в оптич. области спектра (доплеровское уширение мало в СВЧ-диапазоне). Для О. с. ч. важны методы, к-рые позволяют получать резонансы в центре спектральной линии. Это даёт возможность непосредственно связать частоту излучения с частотой квантового перехода. Перспективны три метода: метод намыленного поглощения, двухфотонного резонанса и метод разнесённых оптич. полей. Осн. результаты по стабилизации частоты лазеров получены с помощью метода насыщения и вогонного поглощения, к-рый основан на величине взаимовлияния встречных световых волн с газом. Нелинейно поглощающая ячейка с газом низкого давления может находиться внутри резонатора лазера (активный репер) и вне его (пассивный репер). Из-за эффекта насыщения (выравнивание населённости уровней частиц газа в сильном поле) в центре доплеровск-уширенной линии поглощения возникает провал с однородной шириной, к-рая может быть в  $10^8$ — $10^9$  раз меньше доплеровской ширины. В случае внутренней поглощающей ячейки уменьшение поглощения в центре линии приводит к появлению узкого пика на контуре зависимости мощности от частоты генерации. Ширина величинной резонанса в молекулярном газе шириною давления определяется прежде всего столкновением и эффектами, обусловленными конечным временем пролёта части-

цы через световой пучок. Уменьшение ширины резонанса  $\gamma$  сопровождается режимом падением его интенсивности  $\Delta$  (пропорц. кубу давления).

Наиб. узкие резонансы насыщенного поглощения с относит. шириной  $\leq 10^{-11}$  получены в  $\text{CH}_4$  на компонентах  $F_2^2$  и  $E$  колебательно-вращат. линий  $P$  (7) полосы  $\nu_2$  (см. *Молекулярные спектры*), к-рые близки к центру линии усиления гелий-неонового лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм. Для точного совмещения линий усиления и поглощения используют  $^{22}\text{Ne}$  и увеличивают давление  $\text{He}$  в активной среде лазера либо помещают активную среду в магн. поле (для  $E$ -компоненты).

Схема О. с. ч., использующего сверхузкий резонанс (с относит. шириной  $10^{-11}$ — $10^{-12}$ ) в качестве репера, состоит из вспомогательного стабильного по частоте лазера 2 с узкой линией излучения, перестраиваемого лазера 1 с системой получения узкого резонанса (рис. 1). Узкая линия излучения перестраиваемого лазера, к-рый используется для получения сверхузкого

рис. 1. Схема оптического стандарта частоты: ЧФАП — частотно-фазовый автоподстройщик; СУР — система получения сверхузкого резонанса; АПЧ — система автоматической подстройки частоты; ЗГ — звуковой генератор; РГ — радиогенератор; Д — фотодетектор.



резонанса, обеспечивается посредством фазовой синхронизации этого лазера со стабильным. Долговрем. стабильность перестраиваемого лазера достигается плавной настройкой его частоты на максимум сверхузкого резонанса с помощью зрительной системы автоподстройки. При этом возможно одновременно получать высокие значения кратковрем. и долговрем. стабильностей и воспроизводимости частоты.

Стабильность частоты. Наиб. высокая стабильность частоты получена в ИК-диапазоне с  $\text{He} - \text{Ne}$ -лазером ( $\lambda = 3,39$  мкм) с внутр. ячейкой поглощения. Т. к. абс. частота его известна с высокой точностью ( $10^{-11}$ ), то этот лазер может быть использован как самостоят. вторичный эталон частоты для измерения абс. частот в оптич. и ИК-диапазонах.

Ширина линии излучения такого лазера составляет 0,07 Гц (рис. 2). Стабильность частоты за времена усреднения  $\tau = 1$ —100 с

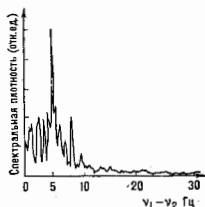


рис. 2. Спектр линии частот двух независимо стабилизированных лазеров  $\text{He} - \text{Ne}/\text{CH}_4$ .

равна  $4 \cdot 10^{-15}$  (рис. 3). Долговрем. стабильность и воспроизводимость частоты  $\text{He} - \text{Ne}$ -лазеров с телескопич. расширением пучка, стабилизированных по резонансам в  $\text{CH}_4$  на линиях поглощения  $F_2^2$  и  $E$  (см. выше) с добротностью  $\sim 10^{11}$ , достигает  $\sim 10^{-14}$ . Приспичившим фактором, ограничивающим воспроизводимость и точность частоты, является квадратичный эффект Доплера.

Практич. интерес представляют О. с. ч. на основе  $\text{CO}_2$ -лазера с ищ. поглощающей ячейкой, заполненной парам  $^{182}\text{OsO}_4$ . Спектральная линия поглощения колебательно-вращат. перехода  $P(40)$  полосы  $\nu_2$  молекулы  $^{182}\text{OsO}_4$  совпадает с линией  $P(14)$  переименованной  $001 - 10^0$   $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) и не имеет сверхтонкой структуры. Квадратичный эффект Доплера из-за боль-

шой массы этой молекулы мал. Стандарт  $\text{CO}_2/^{182}\text{OsO}_4$  имеет стабильность  $10^{-15}$  за время 10 с и воспроизводимость частоты  $10^{-13}$ . Для стабилизации частоты  $\text{CO}_2$ -лазера применяется также т. в. метод на сыв. в. н. флуоресценции, достоинством к-рого является возможность стабилизации на всех линиях генерации  $\text{CO}_2$ -лазера. Достигается стабильность частоты  $10^{-12}$  за время  $\tau = 50$  с.

В видимой области спектра используются  $\text{He} - \text{Ne}$ -лазеры ( $\lambda = 0,633$  мкм, 0,612 мкм), стабилизированные по резонансам насыщенного поглощения паров  $^{121}\text{I}_2$  и  $^{131}\text{I}_2$  на компонентах сверхтонкой структуры электронных переходов, к-рые используются в качестве оптич. стандарта длины волн для метрологич. измерений (см. *Метр*) и спектроскопич. исследований. Наиб. высокие значения стабильности частоты О. с. ч.  $\text{He} - \text{Ne}/^{121}\text{I}_2$  и  $\text{He} - \text{Ne}/^{131}\text{I}_2$  составляют 1,9  $\cdot 10^{-13}$  ( $\tau = 270$  с) и 2  $\cdot 10^{-13}$  ( $\tau = 100$  с). Воспроизводимость частоты этих лазеров достигает 8  $\cdot 10^{-14}$  и 6  $\cdot 10^{-13}$ .

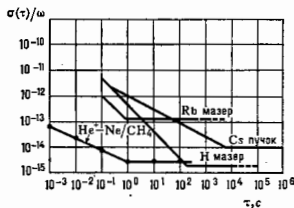


рис. 3. Зависимость стабильности частоты от времени усреднения  $\tau$ .

Стабилизация частоты мощных волновых лазеров представляет интерес для развития техники перестраиваемых лазеров на кристаллах и лазеров на центрах окраски. В качестве оптич. репера используются узкие резонансы насыщенного флуоресценции в  $^{121}\text{I}_2$  шириной  $\sim 100$  кГц. Достигнута стабильность  $5 \cdot 10^{-14}$  при  $\tau = 100$  с и воспроизводимость частоты  $1,5 \cdot 10^{-12}$ .

Оптические часы. О. с. ч., снабженный системой деления его частоты в радиодиапазон, представляет собой устройство, позволяющее определять единицу шкалы времени — секунду — по числу периодов высокостабильных оптич. колебаний. Схема оптич. часов включает эталонный высокостабильный стандарт  $\text{He} - \text{Ne}/\text{CH}_4$ , цепочку подобранных и синхронизованных по фазе лазеров ИК-, субмиллиметрового диапазонов и генераторов СВЧ-диапазона, обеспечивающих деление оптич. частоты в радиодиапазон с выходом на стандартные частоты 1 и 5 МГц. Последоват. фазовый захват частоты одного генератора к другому (см. *Захватывание частоты*) позволяет передавать высокую стабильность частоты О. с. ч. в радиодиапазон без потерь. В качестве быстродействующих нелинейных элементов для преобразования частот лазеров и генерации гармоник высокого порядка применяются точечные диоды типа металл — оксид — металл (МОМ-диод) с постоянной времени  $\sim 10^{-14}$  с. Пока система деления частоты  $\text{He} - \text{Ne}/\text{CH}_4$  стандарта является громоздкой. Необходимо ее упрощение, чтобы О. с. ч. стали конкурентноспособными со стандартами радиодиапазона.

Абсолютное измерение частот. Для измерения частот оптич. диапазона необходимо осуществлять умножение известной частоты стандарта радиодиапазона в  $10^4$ — $10^9$  раз или деление измеряемой частоты лазера в такое же число раз. Длит. время абс. измерения частот лазеров проводилось поэтапно. Сначала определялись частоты лазеров дальнего ИК-диапазона сравнением упомянутого сигнала от СВЧ-стандарта с частотой лазера. Затем известная частота лазера снова умножалась

и сравнивался с частотой нового лазера. Схема синтеза частоты на каждом этапе измерения выражается ф-лой  $\nu_i = \nu_{i-1} \pm \nu_{пр}$ , где  $\nu_i$  — синтезируемая частота,  $\nu_{i-1}$  — известная частота,  $\nu_{пр}$  — измеряемая промежуточная частота. При известном коэф. умножения частоты ( $n$ ) определяется абс. значение  $\nu_i$ . Создание оптич. шкалы времени открыло возможность измерения абс. частот лазеров с предельной точностью  $10^{-13}$ — $10^{-14}$ .

Наиб. точно измерена частота лазера  $\text{He} - \text{Ne}(CH_4)$  ( $\lambda = 3,39$  мкм). Этот лазер имеет высокую воспроизводимость частоты и занимает удобное промежуточное положение между субмиллиметровой и ИК-областью, с одной стороны, и ближней ИК-областью и видимой — с другой. Ср. значение частоты (вычисленное Д. Найтом (D. Knight))  $\nu_{CH_4} = 86276181602,3 \pm 0,8$  кГц.

Улучшение характеристик О. с. с. связано с дальнейшим развитием метода насыщающего поглощения, а также методов, основанных на применении раванесивных оптич. полей, двухфотонных резонансов и резонансов поглощения захваченными в ловушки частицами. В сочетании с охлаждением частиц они формируют резонансы с облачностью  $\sim 10^{14}$  и позволяют получить стабильность и воспроизводимость частоты на уровне  $\geq 10^{-14}$  (см. *Нейманская спектроскопия*), см. Лит.: Бабко Н. Г., Честнов В. С., Оптические стандарты частот, «УФН», 1968, т. 96, с. 585; Jennings D. A., Peterson F. R., Evenson K. M., Direct frequency measurement of the 260 THz ( $1,154\mu$ )  $^{19}\text{Ne}$  Laser and beyond, в кн.: Laser spectroscopy, IV, Proc. 4th Intern. Conf., Bochum-Essen, Fed. Rep. of Germany, June 11—15 1979, ed. by H. Walther, K. W. Kothe, В.—[a. o.], 1979, p. 39; Proceedings of Third Symposium on Freq. Standards and Metrology, Aussois, France, 12—15 Oct. 1981, ed. Phys., 1981, т. 42, Сбод. С. 8, 38, 12; В а г а н а, Н. Ч е б о т а е в В. П., Лазерные стандарты частоты, «УФН», 1986, т. 148, с. 143; Knight D. J. E., A tabulation of absolute laser — frequency measurements, «Metrologia», 1986, т. 23, с. 251.

**ОПТИЧЕСКИЙ ЗАТВОР** — устройство для управления световым потоком — временного перекрытия и последующего пропускания в течение определ. промежутка времени. Существует несколько широко используемых типов О. з.: механич., эл.-оптич., магн.-оптич. скенн. фототронные.

В механических О. з. перекрывание светового пучка осуществляется механич. перемещением шторок, зеркал, прием и т. п., поэтому скорость перекрытия таких О. з. определяется инерцией подвижных элементов и составляет обычно не менее  $10^{-4}$  с.

Действие электрооптического затвора основано на использовании линейного (Поккельса эффект) или квадратичного (Керра эффект) эл.-опт. эффекта — зависимости двулучепреломления среды от напряженности приложенного к ней эл. поля. Такой О. з. состоит из эл.-опт. ячейки, помещенной между двумя параллельными (или скрещенными) поляризаторами. Управление затвором осуществляется обычно подачей на эл.-опт. ячейку т. к. полуовольного напряжения — напряжения, при к-ром возникающее в среде двойное лучепреломление приводит к сдвигу фаз между обмыкновеной и необмыкновеной волнами на величину  $\pi$ . В технике измерений сверхкоротких лазерных импульсов для управления эл.-опт. затвором вместо электр. импульсов используются мощные полиризов. световые импульсы (затвор Доуге и Хаусена), к-рые, распространившись в ячейке Керра, приводят вследствие величины среды к возникновению оптич. эффекта двулучепреломления. Скорость переключения таких О. з. очень высока (до  $10^{13}$  с).

Действие магнитооптического затвора основано на линейном магн.-опт. эффекте (Фарадея эффект) — зависимости магн. поля поворота плоскости поляризации света, распространяющегося в среде, от напряженности магн. поля, приложенного к ней. О. з. содержит ячейку Фарадея (опт. среда с большой Верде постоянной, входящая в магн. поле соленоида), к-рая установлена между двумя скрещенными поляризаторами. Управление затвором осуществляется изменением тока соленоида. Важным свойством, от-

личающим магн.-опт. затвор от других, является его независимость: будучи открытым для пучка излучения, проходящего затвор в прямом направлении, затвор закрыт для пучка, идущего в обратном направлении (см. *Независимые элементы*), что позволяет использовать его в качестве оптич. изолятора.

Фототронный (пасивный) затвор применяется для модуляции добротности резонатора лазеров и для получения режима самосинхронизации мод в лазере. Действие его основано на явлении насыщения поглощения (просветления) среды при воздействии на ней интенсивного оптич. излучения (см. *Насыщение эффекта*). Быстродействие фототронных О. з. определяется свойствами используемой среды (стекла, красители и др.) и составляет  $10^{-10}$ — $10^{-13}$  с.

О. в. используется в фотоаппаратах, кинокамерах, скоростных фоторегистрирующих устройствах, для модуляции интенсивности оптич. пучков, в лазерных устройствах.

Лит.: Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1976; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прокурова, т. 2, М., 1978; Сверхкороткие световые импульсы, пер. с англ., под ред. С. Шапиро, М., 1981.

**ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР** — см. Лазер.

**ОПТИЧЕСКИЙ КОНТАКТ** — контактное соединение двух поверхностей твердых тел, тщательно отполированных и сближенных на расстояние, равное нормальной длине световой волны (порядка  $\text{нм}$ ). О. к. в нормальных условиях (на воздухе) приводит к высокопрочному соединению твердых тел, обусловленному гл. обр. силами межмолекулярного взаимодействия (водородная связь), возникающим между адсорбированными из воздуха на поверхности контактирующих тел молекулами воды и углеводородов.

Геом. толщина О. к. зависит от качества обработки соединяемых поверхностей и не является пост. величиной в пределах всей контактирующей поверхности. Эфф. геом. толщина определяется как сумма ср. значений высот микронеровностей обеих контактирующих поверхностей. В качестве приближения за эфф. толщину может быть принято ср. значение толщин слоев молекул воды и углеводородов, адсорбированных в О. к. Толщины слоев воды и углеводородов в О. к. в нормальных условиях зависят от технол. факторов приготовления поверхностей, высот микронеровностей контактирующей пары и составляют ок. 1—2 и 4—10 нм соответственно.

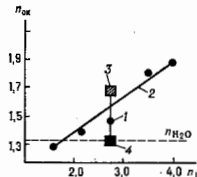
Прочностные свойства О. к. определяются силами сцепления, действующими между контактирующими поверхностями. Различают нормальную составляющую  $\sigma$ , определяющую прочность О. к. на разрыв, и тангенциальную составляющую  $\tau$ , определяющую прочность на сдвиг. Для типичной пары поверхностей, изготовленных из кварцевого стекла и находящихся в О. к., ср. значения величин  $\sigma$  и  $\tau$  равны  $60 \text{ Н/см}^2$  и  $40 \text{ Н/см}^2$  соответственно. О. к. достаточно стабильн по механич. свойствам. Во в течение времени параметры  $\sigma$  и  $\tau$  имеют тенденцию к небольшому увеличению, предельная величина к-рого зависит от материала контактирующей пары и качества полировки. После вакуумирования О. к. и последующего пребывания его в атмосфере с высокой относит. влажностью увеличивается прочность на разрыв  $\sigma$  и резко ( $\sim$  в 3 раза) снижается сдвиговая прочность  $\tau$ , что связано с появлением тонкой прослойки воды, образовавшейся между контактирующими поверхностями в результате капиллярного всасывания. Удаляя молекулы углеводородов с поверхности твердых тел и शुष्ривая воздух на контактный слой, можно дополнительно увеличить прочность О. к. ( $\sim$  в 2 раза).

В условиях вакуума, когда с поверхности соединяемых твердых тел удалены адсорбиров. молекулы, прочность О. к. определяется ван-дер-ваальсовыми силами, обусловленными перекрытием флукуационного

ал.-магн. поля в отд. зонах О. к. (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Для этого случая сила связи взаимодействующих тел определяется через диэлектрич. проницаемости веществ, образующих О. к., и веществ, находящихся в зазоре; причём сила сцепления уменьшается пропорц. кубу расстояния между контактирующими поверхностями.

Оптич. свойства О. к. (отражение, преломление) определяются оптич. свойствами контактирующих тел, кол-вом воды в слое и могут значительно меняться в пределах контакта; напр., коэф. отражения О. к. для пар кварцевых пластин меняется в пределах  $10^{-4} - 10^{-7}$ . Показатель преломления О. к. может быть получен в аддитивном приближении с помощью Лоренца — Лоренца ф-лы, исходя из показателей преломления контактирующих тел, состава адсорбированных в О. к. воды, углеводородов и относит. соотношения высот микрорельефов поверхностей. На рис. представлена зависимость показателя преломления О. к.  $n_{\text{оп}}$  от показателя преломления  $n_1$  одной из контактирующих пластин. Измерение  $n_{\text{оп}}$  проводится методами *нарушенного полного внутреннего отражения*, а изменение  $n_1$

Зависимость показателя преломления оптического контакта  $n_{\text{оп}}$  от величины показателя преломления  $n_1$  одной из контактирующих пластин: 1 — асимптотические точки; 2 — теоретическая кривая (аддитивное приближение); 3 — через 2 часа после вакуумирования; 4 — с последующей 5-минутной выдержкой при 100% относительной влажности.



обеспечивается набором призм из разных материалов; вторая пластина — кварц ( $n_2 = 1,457$ ) — не меняется.

При неравномерном нагревании О. к. легко разрушается, что используется в технологии оптич. приборостроения для оперативной разборки (сборки) высокопрочного соединения деталей с подложкой. Важной разновидностью О. к. является глубокий О. к., получаемый при высокотемпературном спекании специально обработанных поверхностей. Прочность такого О. к., применяемого для неразъёмного соединения деталей, сравнима с макросопч. прочностью контактирующих тел.

О. к. применяется для устранения отражения и рассеяния света от поверхности раздела сред, а также для получения высокопрочных разъемных и неразъемных соединений в оптич. технологии.

Лит.: О. Бреймов И. В., Тресков Е. С., Оптический контакт полированных стеклянных поверхностей, «ЖТФ», 1957, т. 32, в. 2, с. 185; Дерягин Г. В., Кротова Н. А., Смет и г. В. П., Агеева твердых тел, М., 1977; Золотарёв В. М. и др., Исследование механизма контактного взаимодействия плоских поверхностей диэлектриков, «ФТТ», 1978, т. 20, № 1, с. 177. В. М. Золотарёв.

**ОПТИЧЕСКИЙ ПИРОМЕТР** — см. *Пирометрия оптическая*.

**ОПТИЧЕСКИЙ ПРОВОЙ** — см. в ст. *Оптические разряды*.

**ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР** — совокупность неск. отражающих элементов, образующих *открытый резонатор* (в отличие от закрытых объёмных резонаторов, применяемых в диапазоне СВЧ). Для длин волн  $\lambda < 0,1$  см использование закрытых резонаторов, имеющих размеры  $d \sim \lambda$ , затруднительно из-за малости  $d$  и больших потерь энергии в стенках. Использование же объёмных резонаторов с  $d > \lambda$  также невозможно из-за возбуждения в них большого числа собств. колебаний, близких по частоте, в результате чего резонансные линии перекрываются и резонансные свойства практически исчезают. В О. р. отражающие элементы не образуют замкнутой полости, поэтому большая часть его собств. колебаний сильно затухает и

лишь малая часть их затухает слабо. В результате спектр образованного О. р. сильно разрежен.

О. р. — резонансная система *лазера*, определяющая спектральный и модовый состав лазерного излучения, а также его направленность и поляризац. От О. р. зависит заполненность активной среды лазера полем излучения и, следовательно, снимаемая с неё мощность излучения и кнд лазера.

Простейшим О. р. является *интерферометр Фабри—Перо*, состоящий из двух плоских параллельных зеркал. Если между зеркалами, расположенными на расстоянии  $d$  друг от друга, нормально к ним распространяется плоская волна, то в результате отражения её от зеркал в пространстве между ними образуются стоячие волны (собств. колебания). Условие их образования  $d = q\lambda/2$ , где  $q$  — число полуволн, укладываемых между зеркалами, наз. продольным индексом колебания (обычно  $q \sim 10^4 - 10^8$ ). Собств. частоты О. р. образуют арифметич. прогрессию с разностью  $c/2d$  (эквидистантный спектр). В действительности из-за дифракции на краях зеркал поле колебаний зависит и от поперечных координат, а колебания характеризуются также поперечными индексами  $m, l$ , определяющими число оборотов поля в 0 при изменении поперечных координат. Чем больше  $m$  и  $l$ , тем выше затухание колебаний, обусловленное излучением в пространстве (вследствие дифракции света на краях зеркал). Моды с  $m = n = 0$  наз. продольными, остальные — поперечными.

Т. к. коэф. затухания колебания растёт с увеличением  $m$  и  $l$  быстрее, чем частотный интервал между соседними колебаниями, то резонансные кривые, отвечающие большему  $m$  и  $l$ , перекрываются и соответствующие колебания не проявляются. Коэф. затухания зависит также от числа  $N$  зон Френеля, видимых на зеркале диам.  $R$  из центра др. зеркала, находящегося от первого на расстоянии  $d$ :  $N = R^2/2d\lambda$  (см. *Френелевы зоны*). При  $N \sim 1$  остаётся 1—2 колебания, сопутствующих осн. колебанию ( $q = 1$ ).

Двухзеркальные резонаторы. О. р. с плоскими зеркалами чувствительны к деформациям и перекосам зеркал, что ограничивает их применение. Этого недостатка лишены О. р. со сферич. зеркалами (рис. 1), в к-рых лучи, неоднократно отражаясь от вогнутых зеркал, не выходят за пределы отгибавшей поверхности — *каустики*. Поскольку волновое поле быстро убывает вне каустик, излучение из сферич. О. р. с каустикой гораздо меньше, чем излучение из плоского О. р. Разрежение спектра в этом случае реализуется благодаря тому, что размеры каустик растут с ростом  $m$  и  $l$ . Для колебаний с большими  $m$  и  $l$  каустика оказывается расположенной вблизи края зеркал или вовсе не формируется. Сферич. О. р. с каустикой наз. устойчивыми, т. к. параксимальный луч при отражении не уходит из присоединенной области (рис. 2, а). Устойчивые О. р. нечувствительны к небольшим смещениям и перекосам зеркал, они применяются с активными средами, обладающими небольшим усилением ( $\leq 10\%$  на один проход).

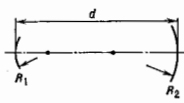


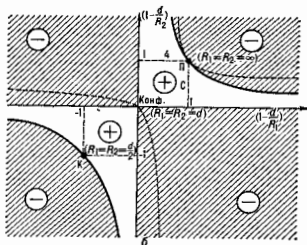
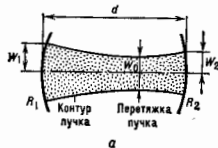
Рис. 1. Двухзеркальный резонатор.

Для сред с большим усилением используются неустойчивые О. р. в к-рых каустика образоваться не может; луч, проходящий вблизи осн. резонатора под малым углом к ней, после отражений неограниченно удаляется от осн. На рис. 2(б) дана диаграмма устойчивости О. р. при разл. соотношениях между радиусами  $R_1$  и  $R_2$  зеркал и расстоянием  $d$  между ними. Неастрихованные области соответствуют наличию каустик, заштрихованные — их отсутствию. Точки, соответствующие резонатору с плоскими (П) и концентрическими (К) зеркалами, лежат на границе заштрихованных областей. На границе между устойчивыми и неустой-



чивыми О. р. расположен также конфокальный О. р. ( $R_1 = R_2 = d$ ). Из устойчивых О. р. наиб. часто используется полуофокальный О. р.  $R_1 \approx R_2 = 2d$ , из неустойчивых — телескопический О. р. ( $R_1 + R_2 = 2d$ ). Потери на излучение в неустойчивых О. р. для

рис. 2. Образование каустости (а) и диаграмма устойчивости двухзеркальных резонаторов (б); знаком плюс отмечены области устойчивости; знаком минус — области неустойчивости; сплошные линии — границы этих



областей; П — резонатор с плоскими зеркалами; Конф. — конфокальный резонатор; Конц. — концентрический резонатор; Телитер — телескопический резонатор.

колебаний высших типов значительно больше, чем для осн. колебания. Это позволяет добиться однодмодовой генерации лазера и связанной с ней высокой направленности излучения.

**Теория.** Распределение электрич. поля  $E$  устойчивого О. р. в плоскости, перпендикулярной оси О. р. (z), описывается выражением

$$E(x, y) = E_0 H_m(x/W) H_n(y/W) \exp[-(x^2 + y^2)/2W^2]. \quad (1)$$

Здесь  $E_0$  — коэф., определяющий амплитуду поля;  $H_{m,n}$  — полиномы Эрмита (см. *Ортогональные полиномы*)  $m$ -й и  $n$ -й степеней:  $H_0(x) = 1$ ;  $H_1(x) = 2x$ ;  $H_2(x) = 4x^2 - 2$ ;  $H_3(x) = 8x^3 - 12x$ ;  $W$  — поперечный радиус продольной моды (на расстоянии от оси О. р., равном  $W$ , плотность энергии продольной моды уменьшается в  $e$  раз). Зависимость  $W(z)$  имеет вид

$$W = \sqrt{W_0^2 + z^2/k^2 W_0^2},$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ , а  $z$  отсчитывается от т. н. перетяжки продольной моды, т. е. от той точки на оси резонатора, где её радиус имеет наим. значение, равное  $W_0$  (рис. 2, а). Расстояние от перетяжки до зеркала  $R_1$

$$d_1 = \frac{d(R_1 - d)}{R_1 + R_2 - 2d},$$

радиус продольной моды в перетяжке

$$W_0 = \sqrt{\frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{k(R_1 + R_2 - 2d)}}.$$

Частотный спектр двухзеркального О. р. задаётся условием

$$v_{m,n,q}(\Gamma z) = \frac{c}{2d} \left[ q + (m+n+1) \frac{c}{2\pi} \arccos \sqrt{1 - d/R_1} (1 - d/R_2) \right]. \quad (2)$$

Распределение поля на зеркале показано на рис. 3. Т. к. частотный спектр двухзеркального О. р. вырож-

ден (зависит лишь от суммы  $m+n$ , но не от каждого из индексов в отдельности), то  $E(x, y)$  может отличаться от (1). Конкретный вид распределения зависит от слабых возмущающих действий со стороны диафрагм или др. объектов в области, занимаемой пучком. В част-

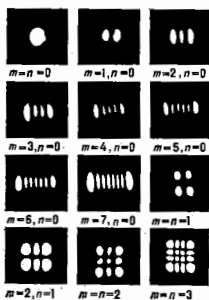


рис. 3. Распределение поля на зеркале при прямоугольной симметрии.

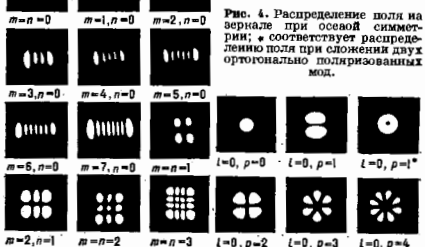


рис. 4. Распределение поля на зеркале при осевой симметрии; \* соответствует распределению поля при сложении двух ортогонально поляризованных мод.

ности, при осевой симметрии возможны распределения полей (рис. 4), описываемые в цилиндрич. координатах ( $r, \varphi, z$ ) выражением

$$E(r, \varphi) = E_0 (r/W) L_p^l(r^2/W^2) \exp(-r^2/2W^2) \left\{ \frac{\sin}{\cos} \right\} l\varphi.$$

Здесь  $l, p$  — индексы колебания, определяющие число обращений поля в 0 при изменении  $r$  и  $\varphi$ ;  $W(z)$  — радиус продольной моды;  $L_p^l(x)$  — обобщённый полином Лагерра:  $L_0^l = 1$ ;  $L_1^l = l + 1 - x$ ;  $L_2^l = \frac{1}{2}(l+1)(l+2) - (l+2)x + \frac{1}{2}x^2$ ; ...

Спектр О. р. при осевой симметрии определяется соотношением (2), где  $(m+n+1)$  следует заменить на  $(2p+l+1)$ .

**Составной резонатор.** Кроме зеркал О. р. часто содержит т. н. активные элементы (пластинки, линзы и др.). Составной О. р. может работать в двух режимах в зависимости от того, используется или теряется излучение, отражённое от промежуточных поверхностей. Если отражённое излучение используется, то О. р. наз. согласованным. Каждая часть согласованного О. р., заключённая между двумя соседними поверхностями раздела, может рассматриваться как от. резонатор, причём поперечные моды этих резонаторов подбирают так, чтобы они совпадали на границах раздела. Условие согласования (рис. 5) имеет вид

$$\frac{R_{i+1} - d_{i+1}}{2d_{i+1} - R_{i+1} + R_{i+1}} = \frac{(R_i + d_i)d_i}{2d_i - R_{i+1} + R_i}.$$

Согласованный О. р. обладает неэквидистантным спектром и может быть использован для разрежения продольного спектра О. р. (см. ниже).

Важной проблемой в случае составного О. р. является эфф. заполнение активной среды лазера полем выбранной моды. Если составной О. р. обладает осью или плоскостью симметрии, то продольная мода (как и у двухзеркального О. р.) является гауссовым пучком (см. *Квазиоптика*). Его прохождение через оптич. элементы описывается матрицами этих элементов (см. *Матричные методы в оптике*), а прохождение через О. р. описывается матрицей, являющейся произведением матриц составляющих его оптич. элементов. При

этом комплексный параметр гауссова пучка  $q$  определяется уравнением

$$Cq^2 + (D - A)q - B = 0.$$

Коэф.  $A, B, C, D$  образуют матрицу  $O. p.$  Это уравнение, а также соотношения  $R = [Rc(v/q)]^{-1}$ ,  $\omega^2 = [k/m(v/q)]^{-1}$  позволяют определять поперечный радиус пучка  $\omega$  и радиус кривизны волнового фронта  $R$  в любом сечении резонатора.

Селекция продольных мод. Для разрежения (селекции) продольных мод, имеющих одинаковое поперечное распределение поля, но отличающихся частотой, используются резонаторы, содержащие дисперсионные элементы (призмы, дифракц. решётки, интерферометры и др.). В частности, в качестве дисперсионного элемента применяют доплит.  $O. p.$ , связанные с основными и образующие т. н. эквивалентное зеркало, коэф. отражения  $k$ -рого  $r$  зависит от частоты  $\nu$ . Для удаления из спектра одной из продольных мод наиб. пригоден линейный трёхзеркальный  $O. p.$  (рис. 6,а), для выделения в спектре одной продольной моды — резонатор Фокса — Смита (рис. 6,б) и Т-образный (рис. 6,в). В нек-рых случаях удобен  $O. p.$  Майкельсона (рис. 6,з).

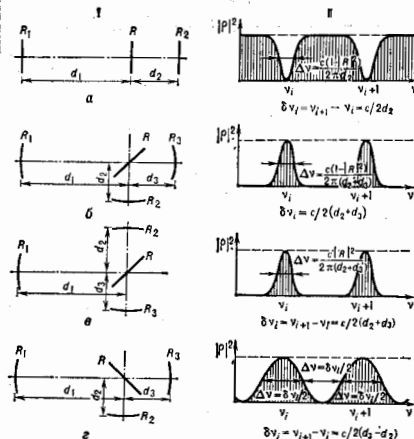


Рис. 6. Различные типы связанных резонаторов (I) и зависимость коэффициента отражения эквивалентного зеркала  $r$  от частоты  $\nu$  (II).

В лазерах на красителях применяется комбинация дифракц. решётки и интерферометра Фабри — Перо (рис. 7). При этом интерферометр выделяет одну продольную моду, а решётка предотвращает генерацию на др. порядках интерферометра. Линзы  $L_1$  и  $L_2$ , образующие т. н. телескоп, согласуют узкий пучок, проходящий через активную среду  $A$ , с широким пучком, попадающим на интерферометр и решётку. Активная среда в таком  $O. p.$  играет также роль диафрагмы.

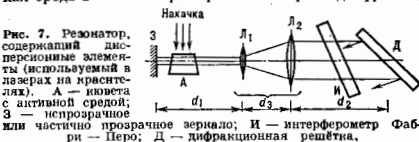


Рис. 7. Резонатор, содержащий дисперсионные элементы (используемый в лазерах на красителях).  $A$  — кювета с активной средой;  $L_1$  — линза;  $L_2$  — линза;  $I$  — интерферометр Фабри — Перо;  $D$  — дифракционная решётка.

выделяющей оси, поперечную моду. Такие  $O. p.$  позволяют создать перестраиваемые в широком диапазоне одночастотные лазеры на красителях.

Селекция поперечных мод основана на различии в распределении полей поперечных мод с разными  $m$  и  $n$ . Т. к. обычно требуется выделить ось, моду, к-рая имеет мин. угл. расходимость, гауссово распределение и мин. протяжённость в поперечном направлении, то применяется диафрагмирование пучка внутри  $O. p.$  Радиус диафрагмы ориентировочно должен быть равен поперечному радиусу моды, следующей за основной. При этом потери всех мод, кроме основной, сильно увеличиваются.

При селекции поперечных мод необходимо, чтобы оставшаяся единств. мода эффективно заполняла активную среду. Поэтому важны границы зон устойчивости (рис. 2,б), где поперечные размеры мод увеличиваются: 1) радиус моды увеличивается во всём объёме, если расстояние  $d$  между зеркалами постоянно, а радиусы кривизны зеркал  $R_1$  и  $R_2 \rightarrow \infty$  (при этом сильно увеличивается чувствительность резонатора к разности-росткам); 2) радиус моды увеличивается на 1-м зеркале и уменьшается на 2-м, если  $d \lesssim R_1$  ( $R_2 > R_1$ ); 3) радиус моды увеличивается на 2-м зеркале и уменьшается на 1-м, если  $d \lesssim R_2$ ; 4) радиус моды увеличивается на обоих зеркалах и уменьшается в области их центров кривизны, если  $d \lesssim (R_1 + R_2)$ .

При необходимости выделения к.-л. высшей моды на нулевой линии распределения поля этой моды помещают тонкую рассеивающую вить, к-рая не оказывает влияния на избранную моду и подавляет др. моды, не обращающиеся в 0 на этой линии.

Резонаторы с анизотропными элементами. Поляризация лазерного излучения определяется т. н. анизотропными элементами, находящимися в  $O. p.$  Такими элементами являются двулучепреломляющие пластины, поляризаторы, вещества, обладающие оптической активностью, и др., а также пластины Брюстера и диэлектрич. зеркала при наклонном падении на них излучения. Определение поляризации производится матричным методом Джонса. При этом поляризац. матрица всего  $O. p.$  является произведением матриц входящих в него элементов, расположенных в том порядке, в к-ром через эти элементы проходит излучение начиная с того места, где требуется определить состояние поляризации. Собств. векторы поляризац. матрицы являются векторами Джонса  $E(E_x, E_y)$  полей, генерируемых в  $O. p.$  Степень поляризации  $\epsilon$  и направление гл. осей эллипса поляризации  $\alpha$  определяются соотношениями

$$\epsilon = \operatorname{tg} \left[ \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{2R}{1+R} \sin^2 \xi \right) \right],$$

$$\sin 2\alpha = 2R \cos^2 \xi [(1-R)^2 + 4R^2 \cos^2 \xi]^{-1/4},$$

$$\cos 2\alpha = (1-R^2) [(1-R)^2 + 4R^2 \cos^2 \xi]^{-1/4},$$

где  $R = |E_x|/|E_y|$ ,  $\xi = \arctg(E_y/E_x)$ .

Модули собств. значений матрицы Джонса определяют потери  $O. p.$ , обусловленные поляризаторами, а фазы собств. значений — поляризац. поправки к частотам соответствующих мод. Подбирая анизотропные элементы, можно добиться требуемого состояния поляризации. Учитывая, что обычно анизотропные элементы обладают заметной дисперсией, можно использовать их также для разрежения продольного спектра.

Кольцевые резонаторы. Спектр собств. частот кольцевого  $O. p.$ , образованного тремя одинаковыми

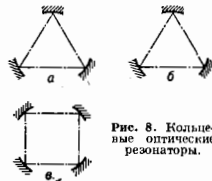


Рис. 8. Кольцевые оптические резонаторы.

сферич. зеркалами радиуса  $R$ , расположенными в вершинах равностороннего треугольника со стороной  $a$  (рис. 8), определяется соотношением

$$v = \frac{c}{a} \left[ \frac{1}{6}(2q - n) + \frac{n + 1/2}{2\pi} \arccos \left( 1 - \frac{2a}{R\sqrt{3}} \right) + \frac{m + 1/2}{2\pi} \arccos \left( 1 + \frac{a\sqrt{3}}{2R} \right) \right]$$

Перетяжки мод находятся на серединах сторон треугольника; поперечные протяженности мод в области перетяжки в плоскости осевого контура равны:

$$2a_n = 2\sqrt{\frac{2n+1}{2k} \sqrt{a(\sqrt{3}R - a)}}$$

$$2a_m = 2\sqrt{\frac{2m+1}{2k} \sqrt{a\left(\frac{4R}{\sqrt{3}} - a\right)}}$$

Если у резонатора лишь одно зеркало сферическое, а два плоских (рис. 8,б), то его спектр определяется соотношением

$$v = \frac{c}{a} \left[ \frac{1}{6}(2q - n) + \frac{n + 1/2}{6\pi} \arccos \left( 1 - \frac{2a\sqrt{3}}{R} \right) + \frac{m + 1/2}{6\pi} \arccos \left( 1 - \frac{\sqrt{3}a}{2R} \right) \right]$$

Поперечные протяженности мод в области перетяжки, к-рая находится на середине стороны треугольника, противолежащей сферич. зеркалу в плоскости резонатора, равны:

$$2a_n = 2\sqrt{\frac{2n+1}{2k} \sqrt{3a(R\sqrt{3} - 3a)}}$$

$$2a_m = 2\sqrt{\frac{2m+1}{2k} \sqrt{a(4R\sqrt{3} - 9a)}}$$

Оптич. система, образующая О. р. с неплоским контуром, напр. система из 4 зеркал, расположенных в вершинах тетраэдра (рис. 8,а), характеризуется тем, что изображение того или иного предмета, построенное с помощью этой системы, повернуто относительно самого предмета на нек-рый свойственный этой системе угол. Для тетраэдра этот угол равен  $\varphi = \sum \varphi_i$ , где  $\varphi_i$  — углы между соседними плоскостями падения лучей на зеркала (границ тетраэдра), к-рые отсчитываются так, что тетраэдр лежит внутри угла. Продольной модой О. р. с неплоским контуром является пучок, у к-рого гл. ось эллиптич. амплитудного распределения развернута на нек-рый угол относительно гл. линий кривизны волнового фронта. Благодаря этому амплитудное распределение при распространении пучка в свободном пространстве испытывает поворот, к-рый компенсирует поворот, обусловленный определенным расположением зеркал. Кольцевые О. р. с неплоским контуром применяются, напр., в лазерных гироскопах. Они позволяют, в частности, избавиться от анизотропии, свойственной кольцевым О. р. с плоским контуром.

Неустойчивые резонаторы обладают высокими потерями на излучение во внеш. пространство (см. выше). Потери возрастают с увеличением  $m$  и  $n$ , благодаря этому неустойчивые О. р. обеспечивают одностороннюю (по  $m$  и  $n$ ) генерацию. Достоинством неустойчивых О. р. является большая поперечная протяженность осн. моды, вследствие чего они могут быть использованы с активными средами большого поперечного сечения. Вывод энергии из неустойчивого О. р., как правило, осуществляется не сквозь зеркала, как в устойчивых О. р., а за краями одного из зеркал. В неустойчивых О. р. существенную (отрицат.) роль играет волна, отраженная от края зеркала и сходящаяся к осн О. р. Для уменьшения такого отражения применяют

сглаживание края зеркала, к-рому придается звездообразная форма, скругляются края и т. п.

Осн. мода неустойчивого О. р. образована двумя сферич. волнами, распространяющимися между зеркалами навстречу друг другу. В случае телескопич. неустойчивого О. р. (рис. 9) одна из волн может быть плоской. Центр сферич. волны лежит на расстоянии  $x = R_1/2$  за выпуклым зеркалом с радиусом кривизны  $R_1$ . Выгнутое зеркало должно обладать при этом радиусом кривизны  $|R_2| = R_2 + 2d$  ( $R_1 < 0$ ). При достаточн. больших поперечных размерах 1-го зеркала пучок излучения кольцевой формы выводится в сторону выпуклого зеркала с волновым фронтом, близким к плоскому.

Неустойчивые О. р. с вращением поля образуются дефокусирующей системой зеркал, расположенных в вершинах неплоского многоугольника. Однако наиб. важными О. р., образуемые двумя двугранными угловыми отражателями (рис. 10), ребра к-рых развернуты друг относительно друга на угол  $\beta$ . Если одна или нек-рая поверхность отражателей являются выпуклыми, то О. р. не-

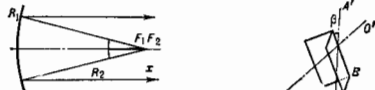


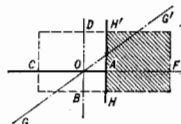
Рис. 9. Неустойчивый телескопический резонатор.



Рис. 10. Линейный резонатор с вращением поля, образованный угловыми отражателями.

устойчив. Поле при полном обороте такого резонатора испытывает поворот на угол  $\alpha = 2\beta$ . Достоинством неустойчивого О. р. с вращением поля является воз-

можность вывода энергии в виде компактного осевого пучка из неустойчивого резонатора с вращением поля на  $\alpha = \pi/2$ ; AC — ребро углового отражателя зеркала, вдоль которого выводится пучок излучения (заптрихован), HH' — обрез того же зеркала, GG' — ребро второго углового отражателя.

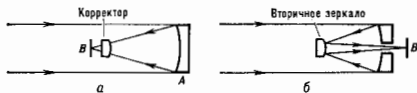


можность вывода излучения в виде не кольцевого пучка, как в обычном неустойчивом О. р., а осевого компактного пучка (рис. 11).

Лит.: Вайнштейн Л. А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Аваньян В. Ю. А., Оптические резонаторы и проблема расхождений лазерного излучения, М., 1979; Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978, гл. 22, 23; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988. В. П. Вьюков. **ОПТИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП** — применяется для получения изображений и спектров космич. объектов в оптич. диапазоне. Излучение объектов регистрируется при помощи фотогр. или телевиз. камер, электронно-оптических преобразователей, приборов с зарядовой связью. Эффективность О. т. характеризуется предельной звездной величиной, достижимой на данном телескопе при заданном отношении сигнала к шуму (точности). Для слабых точечных объектов, когда шум определяется фоном ночного неба, она зависит в осн. от отношения  $D/\beta$ , где  $D$  — размер апертуры О. т.,  $\beta$  — угл. диаметр даваемого им изображения (чем больше  $D/\beta$ , тем больше, при прочих равных условиях, предельная звездная величина). Работющий в оптич. условиях О. т. с зеркалом diam. 3,6 м имеет предельную звездную величину ок. 26<sup>m</sup> при точности 30%. Принципиальных ограничений предельной звездной величины наземных О. т. не существует.

Астр. О. т. изобретён Г. Галилеем (G. Galilei) в нач. 17 в. (хотя, возможно, у него были предшественники). Его О. т. имел рассеивающий (отрицательный) окуляр. Прибл. в это же время И. Кеплер (J. Kepler) предложил О. т. с положит. окуляром, позволяющим установить в нём крест нитей, что значительно повысило точность визирования. На протяжении 17 в. астрономы пользовались О. т. подобного типа с объективом, состоящим из одной плоско-выпуклой линзы. С помощью этих О. т. изучалась поверхность Солнца (пятна, факелы), картографировалась Луна, открыты спутники Юпитера, кольца и спутники Сатурна. Во 2-й пол. 17 в. И. Ньютон (I. Newton) предложил и изготовил О. т. с объективом в виде металла, параболич. зеркала (рефлектор). С помощью подобного О. т. У. Гершелем (W. Herschel) открыт Уран. Прогресс стекловарения и теории оптич. систем позволил создать в нач. 19 в. ахроматич. объективы (см. Ахромат). О. т. с их использованием (рефракторы) обладали сравнительно небольшой длиной и давали хорошее изображение. С помощью таких О. т. были измерены расстояния до ближайших звёзд. Подобные инструменты применяются и в наше время. Создание очень большого (с объективом diam. более 1 м) линзового рефлектора оказалось невозможным из-за деформации объектива под действием собств. веса. Поэтому в кон. 19 в. появились первые усовершенствованные рефлекторы, объектив к-рых представлял собой изготовленное из стекла вогнутое зеркало параболич. формы, покрытое отражающим свет слоем серебра. С помощью подобных О. т. в нач. 20 в. были измерены расстояния до ближайших галактик и открыто космологич. красное смещение.

Основой О. т. является его оптич. система. Гл. зеркало — вогнутое (сферич., параболич. или гиперболическое). Параболич. зеркало строит хорошее изображение только на оптич. осн. гиперболическое — вообще не строит его, поэтому применяются линзовые корректоры, увеличивающие поле зрения (рис., а). Вариантом оптич. системы является кассегреновская система:



Некоторые оптические схемы крупных современных рефлекторов: а — прямой фокус; б — кассегреновский фокус. А — главное зеркало, В — фокальная поверхность, стрелками показан ход лучей.

пучок сходящихся лучей от гл. параболич. зеркала перехватывается до фокуса выпуклым гиперболич. зеркалом (рис., б). Иногда этот фокус с помощью зеркала выносят в неподвижное помещение (фокус куде). Рабочее поле зрения, в пределах к-рого оптич. система совр. крупного О. т. строит несжатые изображения, не превышает 1—1,5°. Более широкоугольные О. т. выполняются по схеме Шмидта или Максутова (зеркально-линзовые О. т.). У О. т. Шмидта коррект. пластина имеет асферич. поверхность и помещается в центре кривизны сферич. зеркала. У систем Максутова aberrация (см. Аберрации оптических систем) гл. сферич. зеркала исправляются мениском со сферич. поверхностями. Диаметр гл. зеркала зеркально-линзовых О. т. не более 1,5—2 м, поле зрения до 6°. Материал, из к-рого изготовлены зеркала О. т., имеет малый термич. коэф. расширения (ТКР) для того, чтобы форма зеркала не менялась при изменении тем-ры в течение наблюдений.

Элементы оптики О. т. закрепляются в трубе О. т. Для устранения децентровки оптики и предотвращения ухудшения качества изображения при деформациях трубы под действием веса частей О. т. применяются

т. н. трубы компенсации типа, не меняющие при деформациях направление оптич. осей.

Установка (монтировка) О. т. позволяет наводить его на избранный космич. объект и точно и плавно сопровождать этот объект в суточном движении по небу. Повсеместно распространена экваториальная монтировка: одна из осей вращения О. т. (полярная) направлена в полюс мира (см. Координаты астрономические), а вторая перпендикулярна ей. В этом случае сопровождение объекта осуществляется одним движением — поворотом вокруг полярной оси. При азимутальной монтировке одна из осей вертикальна, другая — горизонтальна. Сопровождение объекта осуществляется тремя движениями одновременно (по программе, задаваемой ЭВМ) — поворотами по азимуту и высоте и вращением фотоластинки (приёмника) вокруг оптич. осн. Азимутальная монтировка позволяет уменьшить массу подвижных частей О. т., т. к. в этом случае труба поворачивается относительно вектора силы тяжести лишь в одном направлении. Подшипники монтировки О. т. обеспечивают малое трение поюк. Обычно применяются гидростатич. подшипники: ось вращения О. т. плавают на тонком слое масла, подаваемого под давлением.

О. т. устанавливают в спец. башнях. Башня должна находиться в тепловом равновесии с окружающей средой и с телескопом. О. т., предназначенные для наблюдений Солнца, устанавливают в высоких башнях — для уменьшения влияния турбулентности вблизи нагретой Солнцем почвы, заметно ухудшающей качество изображения. Подъём О. т., предназначенного для ночных наблюдений, на высоту 10—20 м не улучшает качество изображения (как это предполагалось ранее).

Совр. О. т. можно разделить на четыре поколения. К 1-му поколению относятся рефлекторы с главным стекляннм (ТКР  $\approx 7 \cdot 10^{-6}$ ) зеркалом параболич. формы с отношением толщин к диаметру (относн. толщине)  $1/4$ . Фокусы — прямой — кассегреновский и куде. Труба — силонная или решётчатая — выполняется по принципу макс. жёсткости. Подшипники обычно шариковые. Примеры: 1,5- и 2,5-метровые рефлекторы обсерватории Маунт-Вилсон (США, 1905 и 1917).

Для О. т. 2-го поколения также характерно параболич. гл. зеркало. Фокусы — прямой с корректором, кассегреновский и куде. Зеркало изготовлено из пирекса (стекла с ТКР, пониженным до  $3 \cdot 10^{-6}$ ), относн. толщину  $1/8$ . Очень редко зеркало выполняется облегчённым, т. е. имело пустоты с тыльной стороны. Труба решётчатая, осуществлён принцип компенсации. Подшипники шариковые или гидростатические. Примеры: 5-метровый рефлектор обсерватории Маунт-Паломар (США, 1947) и 2,6-метровый рефлектор Крымской астрофиз. обсерватории (СССР, 1961).

О. т. 3-го поколения начали создаваться в кон. 60-х гг. Для них характерна оптич. схема с гиперболич. гл. зеркалом (т. н. схема Ричи — Кретьена). Фокусы — прямой с корректором, кассегреновский, куде. Материал зеркала — кварц или ситалл (ТКР  $\approx 5 \cdot 10^{-7}$  или  $\pm 1 \cdot 10^{-7}$ ), относн. толщина  $1/8$ . Труба компенсат. схема. Подшипники гидростатические. Пример: 3,6-метровый рефлектор Европейской южной обсерватории (Чили, 1975).

О. т. 4-го поколения — инструменты с зеркалом diam. 7—10 м; вход в строй их ожидается в 90-х гг. В них предполагается использование группы повдвств, направленных на значит. уменьшение массы инструмента. Зеркала — из кварца, ситалла и, возможно, из пирекса (облегчённые). Относн. толщина меньше  $1/10$ . Труба компенсационная. Монтировка азимутальная. Подшипники гидростатические. Оптич. схема — Ричи — Кретьена.

Крупнейшим в мире О. т. является 6-метровый телескоп, установленный в Спец. астрофиз. обсерватории (САО) АН СССР на Северном Кавказе. Телескоп имеет

прямой фокус, два фокуса Нюсмита и фокус куде. Монтировка азимутальная.

Известная переклетька имеется у О. т., состоящих из неск. зеркал, свет от к-рых собирается в общем фокусе. Один из таких О. т. действует в США. Он состоит из шести 1,8-метровых параболич. зеркал и по собирающей площади эквивалентен 4,5-метровому О. т. Монтировка азимутальная.

Для солнечных О. т. характерны очень большие размеры спектральной аппаратуры, поэтому зеркала и спектрограф обычно делают неподвижными, а свет Солнца падает на них системой зеркал, называемой телескопом. Диаметр совр. солнечных О. т. обычно составляет 50—100 см. Небольшие узкоапертурные, солнечные инструменты выполняются в виде рефракторного общего типа. Предполагается создание солнечного О. т. diam. 2,5 м.

Астрометрич. О. т. (предназначенные для определения положений космич. объектов) обычно имеют небольшие размеры и повшп. механич. стабильность. О. т. для фотогр. астрометрии имеют спец. линзовые объективы и экваториальную монтировку. Пассажный инструмент, меридианный круг, фотогр. аэричная труба и ряд др. астрометрич. О. т. не предназначены для слежения за сущным движением объектов. Их аппаратура регистрирует прохождение объекта через оптич. ось инструмента, положение к-рой относительно меридиана и вертикали известно.

Для исключения влияния атмосферы предполагается установка О. т. из космич. аппараты.

Лит.: Методы астрономии, пер. с англ., М., 1967; Шегель, П. В., Проблемы оптической астрономии, М., 1980; Оптические телескопы будущего, пер. с англ., М., 1981; Оптические и инфракрасные телескопы 90-х гг., пер. с англ., М., 1983. П. В. Шегель.

**ОПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР** — устройство для фильтрации частотного либо углового спектра оптического излучения.

Частотные О. ф. (светофильтры) используются для выделения или подавления нек-рого заданного участка спектра широкополосного оптич. излучения. Осн. характеристики таких О. ф.: отношение ср. длины волны  $\lambda_0$  к ширине полосы пропускания (поглощения)  $\Delta\lambda$ ; контрастность — отношение коэф. пропускания фильтра в максимуме прозрачности к коэф. пропускания вне полосы пропускания. В зависимости от используемого физ. механизма частотные О. ф. разделяются на абсорбционные, интерференционные, поляризационные, дисперсионные и др.

Абсорбционные О. ф. (окрашенные стёкла, пластмассы, плёнки, поглощающие растворы и т. п.) изготавливаются из компонент, полосы селективного поглощения к-рых, накладываясь, перекрывают достаточно широкий спектральный диапазон, оставляя свободным нек-рый заданный участок спектра, к-рый и образует полосу пропускания данного О. ф. Величина  $\lambda_0/\Delta\lambda$  для таких фильтров обычно не превышает 10. В интерференционных фильтрах используется интерференция волн, отражённых от двух или более параллельных друг другу поверхностей, в результате чего коэф. пропускания такого О. ф. периодически зависит от длины волны падающего на него излучения. При использовании многослойных диэлектрич. покрытий в качестве отражающих поверхностей оказывается возможным получить О. ф. с шириной полосы менее 1 нм при прозрачности в максимуме до 80%. Действие поляризационных фильтров основано на интерференции поляризованных лучей. Простейший поляризатор, фильтр Вуда состоит из двух параллельных поляризаторов и установленной между ними двуучерепломяющей кристаллич. пластинки. При использовании комбинации таких фильтров (т. н. фильтр Лию) возможно получение весьма узких полос прозрачности (до  $10^{-2}$  нм,  $\lambda_0/\Delta\lambda \sim 10^6$ ). В дисперсионных О. ф. используется зависимость показателя преломления от длины волны. Типичные вели-

чины отношения  $\lambda_0/\Delta\lambda$  в таких фильтрах составляют 10—20.

О. ф. угл. спектра (т. н. пространственный фильтр) предназначен для устранения искажений волнового фронта дифракц. луча оптич. излучения и представляется собой конструкцию из двух собирающих линз, в общем фокусе к-рых установлена диафрагма. Диаметр диафрагмы выбирается в 1,5—2 раза большим диаметром пята, получающегося в фокальной плоскости линзы при фокусировке ею гауссовского луча с дифракционной расходимостью. При использовании таких фильтров в мощных лазерных системах пространство между линзами вакуумируется для предотвращения пробоа воздуха.

Лит.: Зайядель А. Н., Островская Г. В., Островский Э. И., Техника и практика спектроскопии, М., 1972; Дебедева В. В., Техника оптической спектроскопии, 2 изд., М., 1986. Б. В. Жданов.

**ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ** — см. Детектирование света.

**ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ** — электромагнитные волны, длины к-рых заключены в диапазоне с условными границами от единиц нм до десятых долей м (диапазон частот  $\sim 3 \cdot 10^{17}$  —  $3 \cdot 10^{11}$  Гц). К О. и. помимо воспринимаемого человеческим глазом видимого излучения (обычно называемого светом) относятся инфракрасное излучение и ультрафиолетовое излучение. Физ. свойства О. и. этих поддиапазонов и методы исследования характеризуются значит. степенью общности. Для оптич. методов исследования характерно формирование направленных потоков О. и. с помощью оптических систем.

В оптич. диапазоне отчетливо проявляются одновременно и волновые, и корпускулярные свойства эл.-магн. излучения. Волновые свойства О. и. позволяют дать объяснения явлениям его дифракции, интерференции, поляризации. В то же время процессы фотоэлектронной эмиссии, теплового излучения невозможно понять, не привлекая представления об О. и. как о потоке частиц — фотонах. Эта двойственность природы О. и. находит общее объяснение в квантовой механике (см. Корпускулярно-волновой дуализм).

Скорость распространения О. и. в вакууме (скорость света)  $c \approx 3 \cdot 10^{10}$  см/с (точное значение см. в ст. Скорость света), в любой др. среде скорость О. и. меньше. Определяемое отношением этих скоростей значение показателей преломления среды в любом случае неодинаково для разных монохроматич. составляющих О. и., что приводит к дисперсии О. и. (см. Дисперсия света).

Разл. виды О. и. классифицируют по след. признакам: по природе возникновения (тепловое, люминесцентное, синхротронное, Вавилова — Черенкова), особенностям испускания атомами и молекулами (спонтанное, вынужденное), степени однородности спектрального состава (монохроматич., вемохроматич.), степени пространственной и временной когерентности, упорядоченности ориентации электрич. и магн. векторов (естественное, поляризованное линейно, по кругу, эллиптически), степени рассеяния потока излучения (направленное, диффузное, смешанное) и т. д.

Падающий на поверхность к.-л. тела поток О. и. частично отражается (см. Отражение света), частично проходит через тело и частично поглощается в нём (см. Поглощение света). Поглощённая часть энергии О. и. преобразуется в осн. в тепловую, повышая темп-ру тела, однако возможны и др. виды преобразования энергии — фотолюминесценция, фотохим., фотоэлектрич., фотобол. эффекты и др.

О роли О. и. в оптич. методах исследования в науке и технике см. в ст. Оптика.

Ю. С. Черныш.

**ОПТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ** — см. Изображение оптическое.

**ОПТИЧЕСКОЕ СТЕКЛО** — стекло, предназначенное для изготовления прозрачных элементов оптич. систем, формирующих изображения, трансформирующих световые потоки или передающих информацию. Осн. от-

лчит. особенностями О. с. являются малые потери света на поглощение и рассеяние в рабочем спектральном диапазоне (до  $10^{-8}$  —  $10^{-1}$  см $^{-1}$ ), а также высокая однородность по показателю преломления (до  $10^{-8}$ ). Первое обеспечивается выбором хим. состава О. с., высокой чистотой исходных материалов и физ.-хим. условиями синтеза; второе — механич. размешиванием и взаимодиффузией компонентов расплава О. с., осветлением (удалением пузырей) в процессе варки, последующим длит. отжигом заготовок, а также отбором годных участков О. с.

Традиционно О. с. подразделялось на бесцветное и цветное. Ныне в связи с расширением областей применения созданы новые классы О. с., предназначенные для трансформации излучения, регистрации оптич. и ионизирующих излучений и для передачи информации в составе волоконных и интегральных оптич. элементов. Каждому О. с. определ. хим. состава и свойств присвоена марка, обозначающая тип стекла и номер в пределах этого типа: сначала записываются буквы, обозначающие тип стекла (напр., К — крон, ЖС — жёлтое стекло, ГЛС — генерирующее люминесцирующее стекло, ФХС — фотохромное стекло), затем цифры, отражающие номер марки в пределах данного типа стекла (напр., ТФ40 — тяжёлый флинт № 10). В пределах данного типа О. с. могут существовать спец. серии, соответствующие особому свойству О. с. при сохранении осн. характеристик. Номер марки О. с. спец. серии становится трёхзначным, первый знак характеризует серию; напр. для радиационно устойчивых аналогов О. с. номер увеличивается на 100 (К108 вместо К8).

Бесцветное О. с. предназначено для изготовления оптич. элементов, формирующих изображение. Осн. характеристики (константы) О. с., определяющие свойства стекла и его назначение в оптич. системах, — показатель преломления  $n_p$  и дисперсия, т. е. разность показателей преломления на фиксиров. длинах волн. Для стёкол, используемых в видимой области спектра, этими характеристиками являются показатель преломления для зелёной линии ртути  $n_{p\lambda}(\lambda_0 = 546,07$  нм), ср. дисперсия  $n_p' - n_{p\lambda}'$ , где  $n_p'$  и  $n_{p\lambda}'$  — показатели преломления соответственно синей и красной линий кадмия ( $\lambda_p' = 479,99$  нм,  $\lambda_{p\lambda}' = 643,85$  нм), и коэф. дисперсии (число Аббе)  $v_p = (n_p - 1)/(n_p' - n_{p\lambda}')$ . В зависимости от сочетания величин этих характеристик О. с. делят на типы, представленные на диаграмме  $v_p n_p - v_{p\lambda}$  (т. е. диаграмме Аббе, рис.). О. с. с малым коэф. дисперсии ( $v_p < 50$ ) обычно наз. флинтами, с большим ( $v_p > 50$ ) — кронами. Стёкла обоих типов наз. лёгкими, если показатель преломления мал, тяжёлыми — если велик. Для построения линзовых объектов с мин. аберра-

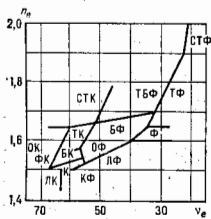


Диаграмма Аббе: ЛК — лёгкий крон; ФК — флинт крон; БК — бариевый крон; ТК — тяжёлый крон; СК — сверхтяжёлый крон; ОК — особый крон; КФ — кронфлинт; Ф — флинт; ЛФ — лёгкий флинт и соответственно ТФ, ФТ, СТФ, ОФ.

циями используют неск. типов стёкол с существенно отличающимися константами, что определяет потребность в существовании О. с. в разл. областях диаграммы Аббе. Так, для создания объектива-ахромата достаточно двух линз — собирающей из крона и рассеивающей из флинта. О. с. нормируются по показателю преломления и дисперсии, определяющим соответствие изготовленного стекла заданной марке, и по общим категориям качества — светопропусканию, оптич. однородности, двулучепреломлению, вальчию

пузырей и включений. В системах, формирующих изображение в ИК- и УФ-областях спектра, используются селективно прозрачные стёкла (напр., ИКС), и бесцветность перестаёт быть характерным свойством стёкол этого класса.

Цветное О. с., предназначенное для изготовления стеклянных абсорб. светофильтров, представляет собой стекло со специально введёнными ионными, молекулярными, коллоидными красителями или содержит микрокристаллы полупроводниковых соединений. В отличие от цветного техн. или художеств. стекла, цветное О. с. обладает высокой оптич. однородностью. Среди разновидностей цветного О. с. существуют как прозрачные, так и полностью поглощающие в видимой области, но селективно прозрачные в УФ- и ИК-областях спектра. Цветное О. с. нормируется по спектру поглощения; обозначение типа цветного О. с. условно характеризует область его прозрачности; напр., СЗС22 — синие-зелёное стекло № 22.

О. с. для трансформации излучения. Этот класс О. с. включает в себя генерирующие люминесцирующие, фотохромные и магн.-оптич. стёкла. Генерирующее люминесцирующее стекло (ГЛС) является твёрдым люминофором, используется в качестве активной среды твердотельных лазеров, нормируется по показателю поглощения активатора (преж. вводим), времени затухания люминесценции и показателю поглощения на длине волны генерации 1,06 мкм (неактивное поглощение). Фотохромные стёкла (ФХС) обеспечивают нестабильное во времени поглощение света под действием оптич. накачки или самого проходящего излучения, нормируются по макс. потемнению и степени релаксации потемнения за фиксиров. время. Магн. и оптич. стёкла (МОС) вращают плоскость поляризации оптич. излучения под действием магн. поля, нормируются по величине *Вертё постоянной*.

В классе О. с. для регистрации параметров ионизирующего и оптич. излучений используются явления фото- и радиационно-стимулиров. окрашивания и люминесценции. Регистрация может быть стационарной (стёкла радиофотолюминесцирующие — РЛС, мультихромные — МХС, фоточувствительные) или динамической (стёкла сцинтиллирующие, катодолюминесцирующие — КЛС). О. с. этих типов характеризуются чувствительностью к соответствующему виду излучения, а также контрастом и разрешающей способностью, если используются для записи изображений и голограмм.

В 80–90-х гг. О. с. широко применяются для устройств передачи информации (см. *Оптическая связь, Волоконная оптика, Интегральная оптика*). Элементы таких систем — волоконные световоды, планарные и канальные волноводы, градиентные фокусирующие элементы (сефф, грабян) — изготавливаются из спец. сортов О. с. (с. в т. ч. особо прозрачных (см. *Оптика неоднородных сред*). При этом оптич. элементы формируют не механич. обработкой, а вытягиванием из размягчённого состояния и разл. видами физ.-хим. воздействий: твердотельной диффузией, ионным обменом в растворах и расплавах, осаждением из газообразной фазы, градиентной термообработкой и т. д. Отечеств. промышленность производит ок. 300 марок О. с., что отвечает номенклатуре передовых стран мира.

Лит.: ГОСТ 3514–78. Стекло оптическое бесцветное; ГОСТ 9411–81. Стекло оптическое цветное; М. Н. Тютый, Л. Б. Глебов, Е. И. Галонин.

ОПТОВОЛОКОННЫЕ ПРИЕМНИКИ ЗВУКА — приёмники, действие к-рых основано на изменении параметров световода (показатели преломления, длины, формы и т. п.) под действием звуковой волны и возникающей в результате этого модуляции характеристик световой волны (фазы, поляризации, амплитуды), распространяющейся в световоде. В состав О. п. з. входят источник света (лазер, светодиод), чувствит. элемент — световод и фотоприёмник, регистрирующий изменения мощности света на выходе световода, либо оптич. слес-

тема обработки выходного сигнала. В большинстве конструкций О. п. з. применяются также акустомеханич. преобразователи, обеспечивающий заданный характер деформаций световода под действием звуковой волны. В соответствии с тем, какой из параметров света используется для определения характеристик звуковой волны, О. п. з. подразделяют на интерферометрич., поляризац. и амплитудные.

В приёмниках на основе фазовой модуляции света приём звука осуществляется с помощью интерферометрич. схем (Маха — Цендера, Майкельсона, Фабри — Перо и др.) благодаря интерференции световых волн, по-разному промодулированных звуком. Изменение фазы световой волны  $\Delta\varphi$  происходит в результате изменения эфф. показателя преломления  $n_{эф}$  и длины световода  $L$  под действием звукового давления  $p$ :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{\partial n_{эф}}{\partial p} + \frac{n_{эф}}{L} \frac{\partial L}{\partial p} \right) pL,$$

где  $\lambda$  — длина волны света. Простейший приёмник на основе фазовой модуляции света (рис. 1) представляет собой двухлучевый оптоволоконный интерферометр, в одном плече к-рого расположен сигнальный световод 4, помещённый в акустич. поле, в другом — опорный световод 5, изолированный от звука либо обладающий меньшей чувствительностью к звуковому давлению, что достигается соответствующим выбором упругих свойств покрытий световода, его длины и др. Световые волны, выходящие из опорного и сигнального световодов, интерферируют на фотокатоде, в результате чего мощность света, попадающего на фотоприёмник 6, модулируется в соответствии с изменяющейся разностью фаз между волнами. На выходе фотоприёмника при этом наблюдается электрич. сигнал звуковой частоты.

В О. п. з. на основе однолучевого интерферометра Фабри — Перо модуляция фазы света в световоде преобразуется в модуляцию интенсивности благодаря многолучевой интерференции лучей разл. порядков отражения от торцов световода.

В интерферометрич. О. п. з. применяются как одноодовые, так и многоодовые световоды. В приёмниках с многоодовыми световодами может использоваться также межмодовая интерференция. Оптим. режим работы приёмника определяется условием  $\varphi_0 = \pi/2$ , где  $\varphi_0$  — пост. разность фаз интерферирующих волн. Сигнал на выходе приёмника линейно зависит от звукового давления при условии  $\Delta\varphi \ll 1$ .

Поляризац. модуляция в О. п. з. (рис. 2) имеет место при наличии анизотропных напряжений и деформаций

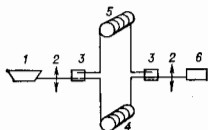


Рис. 1. Приёмник звука с интерферометром Маха-Цендера: 1 — лазер; 2 — микропробники; 3 — ответвитель; 4 — сигнальный световод на кварце; 5 — опорный световод; 6 — фотоприёмник.

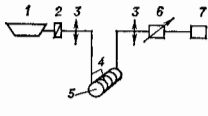


Рис. 2. Поляризац. приёмник звука: 1 — лазер; 2 — четвертьволновая пластина; 3 — микропробники; 4 — световод; 5 — опорный световод; 6 — поляризац. анализатор; 7 — фотоприёмник.

в световоде 4 (закручивание, сжатие, изгиб), к-рые обуславливают двулучепреломление в одноодовых волоконных световодах. В таком анизотропном оптич. волокне оказывается возможным распространение двух ортогонально поляризов. световых волн с разл. фазовыми скоростями. Воздействие акустич. волны на двулучепреломляющий световод вызывает изменение разности фаз между ортогонально поляризов. модами, к-рое преобразуется с помощью поляризац. анализатора 6

в модуляцию интенсивности света на фотоприёмнике 7. Оптим. режим работы и условие линейности определяются тем же соотношениями, что и для интерферометрич. приёмников. В поляризац. приёмниках широко применяются акустомеханич. преобразователи в виде цилиндра 5 из упругого материала (резина, пластмасс и т. п.), на к-рый навит чувствит. элемент — одноодовый световод 4.

Модуляция света в амплитудных приёмниках связана, как правило, с появлением под действием звука доплит. центра оптич. мощности (на изгибах и микроизгибах световода, вследствие изменения числовой апертуры световода, в результате дифракции света на звуке достаточно высоких частот и др.). В приёмниках этого типа применяются как одноодовые, так и многоодовые световоды. Наиб. типичный акустомеханич. преобразователь 4 амплитудного приёмника (рис. 3) представляет собой две зубчатые пластины, между

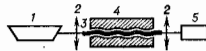


Рис. 3. Амплитудный приёмник звука: 1 — лазер; 2 — объектив; 3 — световод; 4 — акустомеханический преобразователь — зубчатые пластины; 5 — фотоприёмник.

к-рыми помещён волоконный световод. Воздействие звукового давления на пластины вызывает изменение расстояния между ними и соответственно изменение профиля изгиба световода, что приводит к модуляции потерь оптич. мощности в световоде. Чувствительность приёмника зависит от профиля показателя преломления световода, формы изгиба и распределения энергии по модам. Использование пространственных фильтров позволяет возбуждать и детектировать заданные моды и пресраствать таким образом чувствительность приёмника.

Акустич. преобразование в чувствит. элементе О. п. з. удобно характеризовать параметром  $\mu$ , представляющим относит. изменение мощности света  $I$  на выходе световода под действием звукового давления, приведённое к единице длины световода и единице давления:

$$\mu = \frac{\Delta I}{I p L} = \frac{\Delta\varphi}{pL}.$$

Этот параметр определяет чувствительность О. п. з.  $M$  [мкВ/Па], к-рая обычно пропорц. длине световода  $L$  и мощности источника света. Наиб. высоким значением  $\mu$  характеризуются, как правило, интерферометрич. приёмники. Напр., для приёмника на основе интерферометра Маха — Цендера с чувствит. элементом в виде кварцевого световода с полиамидным покрытием, навитого на цилиндр из полиуретана, значение  $\mu = 10^{-11} - 10^{-8}$  рад/м·Па. Соответствующий параметр О. п. з. на основе поляризац. модуляции в том же чувствит. элементе прибл. на два порядка меньше.

Достоинствами О. п. з. являются слабая подверженность влиянию эл.-магн. помех, относительно высокая чувствительность и большой динамич. диапазон, возможность стыковки с системами оптич. обработки информации и относит. простота способов построения приёмников с распределёнными параметрами. О. п. з. находят применение в качестве вибротонов, микрофонов, виброметров. Порог чувствительности, т. е. мин. звуковое давление, обнаруживаемое на фоне собств. шумов, для большинства О. п. з. сопоставим с порогом слышимости (см. *Пороги слуха*) и уровнем шумов океана и составляет  $\sim 0-40$  дБ относительно 1 мкПа/Гц<sup>1/2</sup>. При этом характерный динамич. диапазон большинства О. п. з. составляет 110—130 дБ. Осн. вклад в собств. шуму О. п. з. дают дробовой эффект в фотоприёмнике и шуму источника света (частотные и амплитудные). Последние преобладают на НЧ (десятки, сотни Гц). Значит. влияние на параметры О. п. з. могут оказы-

вать температуры и вибр. внеш. воздействия. Они, в частности, вызывают нарушение оптич. режима работы и наиб. существенны для интерферометрии. О. п. с. Температурный коэф. изменения фазы света в кварцевом световоде составляет  $\sim 100$  рад/м·град и превышает соответствующий коэф. полиарам. приёмников на 2–3 порядка.

Для уменьшения влияния флуктуаций параметров световода из-за внеш. воздействий применяют металлизацию покрытия световодов, эл.-механич. и эл.-оптич. системы, изменяющие длину опорного плеча, системы оптич. обработки сигнала на основе методов динамич. голографии в фоторефрактивных средах.

Лит.: Пашаев Л. М., Смирнов Ю. Ю., Волоконо-оптические приемники звука. Обзор. «Акуст. ж.», 1983, т. 29, № 3, с. 289; Балаев В. И., Мшин Е. В., Пятачкин В. И., Волоконо-оптические датчики параметров физических полей. «Квантовая электроника», 1984, т. 11, № 1, с. 19; Cui Shan W., Optical fiber sensing and signal processing, Л., 1984.

**ОПТОЭЛЕКТРОНИКА** — область физики и техники, использующая эффекты взаимного преобразования электрич. и оптич. сигналов. Хотя эффекты преобразования световой энергии в электрическую (детектирование света с помощью фотоприёмников) и обратное преобразование (электролюминесцентные источники) были известны давно, термин «О.» возник лишь после того, как эти преобразования стали использоваться в вычислит. технике, и прежде всего для взаимных превращений световых и электрич. сигналов при отображении, хранении, передаче и обработке информации. Термин «О.» вошёл в употребление в 1960-х гг., когда появились приборы — *оптримы*, в к-рых для обеспечения надёжных гальванич. развязок между электронными цепями используется пара «источник света (светодиод) — приёмник этого излучения».

Применение оптич. сигналов в принципе позволяет увеличить скорость передачи и обработки информации благодаря более высокой несущей частоте и возможности параллельного функционирования мн. каналов. Однако в наиб. степени пока используются такие свойства оптич. сигналов, как высокая помехоустойчивость, обеспечение надёжных гальванических развязок между электронными цепями, слабое затухание в волоконных световодах и возможность острой фокусировки.

Поскольку оптоэлектронные приборы предназначены прежде всего для вычислит. техники и информ. систем, они должны обладать компактностью, малым потреблением энергии и высоким кпд.

Осп. элементами О. являются источники излучения (когерентные и некогерентные), фотоприёмники, модуляторы, детекторы, волоконные световоды и соединяющие элементы, мультиплексоры и демультиплексоры, а также пространственно-временные модуляторы света (управляемые транспаранты), используемые для двумерного динамич. отображения и обработки информации.

**Источники излучения.** К некогерентным источникам излучения относят источники спонтанного излучения. Это — *светодиоды* (СД), из к-рых наиб. распространёнными являются СД на основе гетероструктур системы AlGaAs. Рекордный кпд этих СД превышает 20% (однако при ВЧ электрич. модуляции он уменьшается), их быстротейшие достигают 0,1 нс. В отличие от когерентных источников СД обладают большой угл. апертурой и спектральной шириной излучения. Изготавливаются матрицы СД.

Когерентными источниками излучения в О. служат гл. обр. *инжекционные лазеры*. Применяются гетероструктуры, из к-рых также наиб. распространёнными являются системы AlGaAs. Вследствие лазерного эффекта ширина линии  $\Delta\lambda \sim 0,1$  нм, расходимость луча не более 30°, кпд до 50%. Длина волны меняется в зависимости от состава твёрдого раствора активной области. Наиб. освоен (на 1990) диапазон длин волн от

0,78 мкм до 1,55 мкм, хотя существуют более длинноволновые и коротковолновые лазеры. Частота модуляции излучения нижек. лазеров достигает 20 ГГц. В монопольном (интегральном) виде изготавливаются строчки (до 100 элементов на  $\text{см}^{-2}$ ) и матрицы нижек. лазеров.

**Приёмники излучения.** В качестве них используются фотодиоды (ФД), гл. обр. *pin-диоды* и фотодиоды Шоттки. В *pin-диодах* быстротейшие  $\leq 1$  нс, квантовая эффективность до 90%, усиление фототока практически отсутствует, материалы: GaAs ( $\lambda \leq 0,8$  мкм), InGaAs ( $\lambda = 1,3$ –1,55 мкм). В фотодиодах Шоттки быстротейшие также  $\leq 1$  нс; квантовая эффективность до 40%, материалы:  $n$  — GaAs, GaAs — AlGaAs, InGaAs ( $\lambda = 0,82$ –1,6 мкм).

Там, где требуется высокая чувствительность, применяются фототранзисторы и лавинные ФД. Они обладают внутр. усилением до 100 и более; материалы: Ge, InGaAs, InGaPAs, GaAs, Si. В качестве фотоприёмников используются также лавинные фотосопротивления с малым зазором между омическими контактами и экстрингирующими электродами, быстротейшие 80–200 пс, материалы: InGaAs ( $\lambda = 1,3$ –1,5 мкм),  $p$  — GaAs ( $\lambda \leq 0,85$  мкм) и др.

Особое значение для О. приобретают строчки и матрицы фотоприёмников, использующие эффект арядовой связи в полупроводниках (см. *Прибор с зарядовой связью*). Эти приёмники позволяют принимать, хранить некоторое время и последовательно передавать при считывании оптич. сигналы. Такие фотоприёмники широко применяются для регистрации изображений и их последоват. передачи по каналам связи. По чувствительности они не уступают обычным фотоприёмникам. Осп. материал — Si.

**Модуляторы.** Как правило, в СД и нижек. лазерах осуществляется внутр. модуляция путём изменения питающего тока. Для внеш. модуляции используется в осн. эл.-оптич. эффект в  $\text{LiNbO}_3$ . Однако полупроводниковое напряжение в этом кристалле более 1 кВ. Разрабатываются др. материалы — с меньшим полупроводниковым напряжением и технологически интегрально совместимые с излучателями системы AlGaAs и InGaPAs на тех же растворах.

Увеличение числа каналов связи в волоконных СД достигается также путём передачи информации по одному каналу на разных длинах волн, т. е. от разл. источников с соответствующим разделением на приёмных концах. С этой целью применяются мультиплексоры и демультиплексоры, к-рые обычно изготавливаются в интегральном виде путём соединения или ветвления оптич. волноводов. Селекторами дна волн являются дифракц. решётки, вводящими и выводящими элементами — призмами. Материалом служит, как правило,  $\text{LiNbO}_3$  с вводными в него легирующими добавками для создания волноводов; большие впадины связываются с твёрдыми растворами соединений  $\text{A}^m\text{B}^n$  и  $\text{A}^m\text{B}^n$ .

Дефекторы лазерного излучения — необходимые элементы в системах оптич. записи и считывания информации. Они могут быть применены также как модуляторы излучения. Используется либо эл.-оптич. эффект в двулучепреломляющих кристаллах либо дифракция на акустич. волнах. Дефекторы на основе эл.-оптич. эффекта более быстротейшие, чем эл.-акустические, но обладают меньшей эффективностью.

**Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС)** — матрицы светоканальных устройств, позволяющие создавать и обрабатывать двумерные изображения. Управление пропусканием ПВМС может осуществляться электрич. или магн. полями (эл.-оптич. или магн.-оптич. управляемые транспаранты соответственно) или слабыми световыми сигналами (оптич. управляемые транспаранты). Наиб. распространение получили ПВМС на жидких кристаллах. Они обладают помчи. полупроводниковым напряжением ( $\sim 1\text{В}$ ), но их быстротейшие не превышают десятков мкс. Применение спед. керамики для ПВМС обеспечивает быстро-



действие до  $10^{-3}$  с, но полувольтное напряжение значительно выше ( $\sim 100$  В).

Для передачи оптич. сигналов в О. возможно использование как свободного пространства, так и волоконных световодов, обеспечивающих исключительно высокую помехозащищенность при потерях менее 1 дБ/км.

Увеличение кол-ва и ассортимента выпуска элементов О. происходит очень интенсивно, составляя ежегодный прирост ок. 20%, что связано с большим коммерч. выпуском систем, базирующихся на оптоэлектронных элементах. Наиб. распространение получили лазерные звукопроекторы, в к-рых информация записана в цифровом представлении на жестких или гибких дисках (компакт-диски) и считывается острофокусируемым лучом инжект. лазера. Выпускаются (в Японии) видеопроекторы, работающие по этому же принципу.

Большое значение приобретают оптоэлектронные элементы для волоконно-оптич. линий связи, к-рые должны заменить совр. кабельные линии связи на длинные и короткие дистанции, решить проблемы кабельного телевидения и видеотелефонов. Несколько световолоконных кабелей соединили Америку с Европой, прокладываются кабели через Тихий океан. Источниками световых сигналов в этих линиях являются инжект. лазеры, приёмники — быстродействующие лавинные ФЭД; через неск. десятков км располагаются ретрансляц. узлы (лазер — фотоприёмник), компенсирующие ослабление и дисперсию световых сигналов.

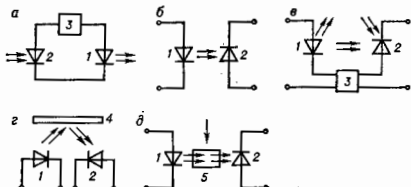
О. позволяет создать перестраиваемые процессоры, управляемые ПВМС и матрицами фотоприёмников, а также обеспечивает построение БИС и СБИС (см. *Интегральная схема*), допускающих интеграцию в третьем (вертикальном) измерении. С О. связывают надежды на возможность дальнейшего совершенствования вычислит. техники: передача информации будет осуществляться оптич. сигналами, что позволит вести обработку одновременно по м. параллельным каналам, близко расположенным друг к другу, обладающим высокой помехозащищенностью. Продолжаются интенсивные исследования по созданию новых оптоэлектронных элементов, к-рые имели бы два устойчивых состояния и выполняли бы в оптике роль, аналогичную роли транзисторов в электронике. Создание таких элементов позволит начать конструирование оптических (или оптоэлектронных) вычислит. машин (ОВМ и ОЭВМ), превосходящих по производительности ЭВМ и способных выполнять  $10^{13}$  операций в с и более.

Лит.: З и С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; Х и е п е р д ж е р Р., Интегральная оптика, пер. с англ., М., 1985; Морозов В. Н., Оптоэлектронные матричные процессоры, М., 1985; Пространственные модуляторы света, М., 1987; Инжекционные лазеры в системах передачи и обработки информации, М., 1987.

Ю. М. Попов.

**ОПТРОН** — оптоэлектронный прибор, состоящий из оптич. излучателя и фотоприёмника, объединённых один с другим оптич. и электрич. связями и помещённых в общий корпус. Физ. основу работы О. составляют процессы преобразования электрич. сигналов в оптические (в излучателе), оптич. сигналов в электрические (в фотоприёмнике), а также передачу этих сигналов по оптич. каналам и электрич. цепям. Излучателем в О. обычно служат излучающий *светодиод* (напр., на основе AlGaAs или GaAsP), фотоприёмником — фотодиод, фототранзистор, фототристор (преим. кремниевые), фоторезистор (напр., на основе CdS), материал оптич. канала — прозрачные полимеры, стекла, волоконные световоды, воздух. В цепи электрич. связи могут дополнительно включаться микроэлектронные блоки, такие, как усилители, пороговые схемы, источники питания. Наиб. перспективны монолитные О., в к-рых излучатель и фотоприёмник реализованы в едином интегриров. устройстве (напр., методами интегральной оптики).

Типы связей между излучателем и фотоприёмником определяют функциональные возможности О. При наличии только прямой электрич. связи О. представляет собой прибор с оптич. входом и выходом (напр., а), обеспечивающий преобразование излучения (рис.,



Электрические и оптические связи в оптронах: 1 — излучатель; 2 — фотоприёмник; 3 — микроэлектронный блок; 4 — отражатель; 5 — управляемая оптическая среда.

инфракрасного в видимое, некогерентного в когерентное и т. п.). При наличии только прямой оптич. связи О. — прибор с электрич. входом и выходом (рис., б), играющий роль элемента гальванич. развязки. Регенеративный О. (рис., в), в к-ром усиленный сигнал с выхода подается на вход и к-рый способен выполнять ф-ции усилителя, генератора, переключателя как электрич., так и оптич. сигналов, может быть реализован с помощью прямой электрич. и положительной обратной оптич. связи. О. с открытым (рис., з) или управляемым (рис., г) оптич. каналом связи используется как датчик, позволяющий осуществлять счёт предметов, контроль качества их поверхности, измерение электрич. и магн. полей, скорости вращения, давления, ускорения, вибрации.

Наибольшее промышленное распространение получили О. с прямой оптич. связью (рис., б), называемые также *оптопарами*; для них характерны практически полная гальванич. развязка входа и выхода, высокая электрич. прочность, однонаправленность потока информации по оптич. каналу, отсутствие обратного воздействия фотоприёмника на излучатель, широкая полоса пропускания, большой срок службы, малые габариты и масса. Осн. параметры О.: коэф. передачи тока из входной цепи в выходную ( $\sim 1-10\%$  и  $50-5000\%$  при использовании фотодиода и фототранзистора соответственно; время задержки сигнала (30—100 нс и  $1-10$  мкс для упомянутых фотоприёмников); напряжение изоляции (типично  $1-3$  кВ). Выходу О. подключают усилители и преобразователи фотосигнала, обычно в интегральном исполнении (либо эти схемы изготавливают на одном кристалле с фотодиодом — оптоэлектронная микросхема).

О. с прямой оптич. связью нашли применение в вычислит. технике, приборостроении, автоматике, электротехнике, связи в качестве элементов электрич. развязки (аналог импульсных трансформаторов) и бесконтактного управления (аналог реле).

Лит.: Н о с о в Ю. Р., Сидоров А. С., Оптроны и их применение, М., 1981.

Ю. Р. Носов.

**ОРАНЖЕВЕРНЫЙ ЭФФЕКТ** — то же, что *парниковый эффект*.

**ОРБИТА** (от лат. orbita — колея, путь) точки  $z$  относительно *группы*  $G$ , действующей на множестве  $X$  (слева), — множество  $G(z)$ , элементами к-рого являются точки  $gz$ , где  $g \in G$ . Напр., О. группы вращений в евклидовом пространстве являются концентрич. сферы с центром в начале координат, включая сферу радиуса 0. Орбиты любых двух точек из  $X$  либо не пересекаются, либо совпадают, т. е. О. определяют разбиение множества  $X$ . Если в  $X$  имеется только одна О., то  $X$  наз. *однородным пространством* группы  $G$ . В этом случае говорят,

что  $G$  действует на  $X$  транзитивно. Сама  $O$ . также является однородным пространством.

Понятие  $O$ . существенно в теории калибровочных полей, где возникает необходимость фиксировать калибровку, т. е. выделить по одному представителю из  $O$ . каждой точки относительно группы калибровочных преобразований.

**ОРИТАЛЬ** — ф-ция пространственных переменных одного электрона, имеющая смысл волновой ф-ции электрона, находящегося в поле атомного или молекулярного остова. Если такая ф-ция учитывает спин электрона, то она наз. спин- $O$ . Подробнее см. *Молекулярная орбиталь*.

**ОРИТАЛЬНОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО** (азимутальное квантовое число) — квантовое число  $l$ , определяющее величину орбитального момента кол-ва движения (момента импульса)  $L$  микрочастицы в сферически-симметричном поле:  $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$ , где  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  Проекция  $L_z$  на произвольно выбранное направление (ось  $z$ ) также квантуется:  $L_z = \hbar l$ , где  $m = l, l-1, \dots, -l$  — магнитное квантовое число, принимающее  $2l+1$  значений.

$O$ . к. ч. определяет кратность вырождения уровней энергии,  $k$ -рая равна  $2l+1$ . В чисто кулоновском поле существует дополнит. (водородное) вырождение: энергия состояния не зависит от  $l$ .  $O$ . к. ч. целиком определяет чётность состояния: состояние с положительным значением множителя  $(-1)^l$  наз. четным, с отрицательным — нечетным. Принято обозначать состояния, соответствующие значениям  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ , буквами латинского алфавита  $s, p, d, f, \dots$  Электр. и магн. мультиплетные переходы происходят при изменении квантовых чисел  $l$  и  $m$  в соответствии с *отбора правилами*. Для системы, состоящей из  $i$  независимых частиц, полный орбитальный момент системы в сферически-симметричном поле определяется по правилу сложения угл. моментов суммой  $L = \sum_i l_i$ , а чётность состояния — арифметич. суммой  $\sum_i l_i$ .

**ОРИТАЛЬНЫЙ МОМЕНТ** (момент количества движения) — динамич. характеристика движения частицы или механ. системы, связанная с вращением. В классич. механ.  $O$ . м. систем частиц (материальных точек) относительно центра  $O$  равен

$$L = \sum_i [r_i, p_i], \quad (1)$$

где индекс  $\alpha$  нумерует частицы,  $r_\alpha$  и  $p_\alpha = m_\alpha v_\alpha$  — радиус-вектор (проведённый из начала координат  $O$ ) и импульс  $\alpha$ -й частицы ( $m_\alpha, v_\alpha$  — масса и скорость частицы). Из изотропии пространства следует, что при произвольном движении замкнутой системы вектор  $L$  сохраняется по величине и направлению (закон сохранения момента). Значение  $O$ . м. зависит, вообще говоря, от выбора начала координат. А именно, при сдвиге на вектор  $a$  ( $r_\alpha = r'_\alpha + a$ ) имеем

$$L = L' + [aP], \quad (2)$$

где  $P = \sum_i p_i$  — полный импульс системы. На законе сохранения  $O$ . м. эта неоднозначность не сказывается, т. к. у замкнутой системы полный импульс  $P$  также сохраняется. В этом случае, когда  $P = 0$  (т. е. система как целое покоится), её  $O$ . м. не зависит от выбора начала координат.

Компоненты  $O$ . м. имеют след. скобки Пуассона:

$$\{L_i, L_j\} = -\epsilon_{ijk} L_k, \quad (3)$$

где  $\epsilon_{ijk}$  — полностью антисимметричный тензор ( $\epsilon_{123} = 1$ ; значения  $i = 1, 2, 3$  соответствуют осям  $x, y, z$ ). Для системы частиц, находящихся под действием внеш. сил, изменение  $O$ . м. во времени связано с полным моментом внеш. сил  $N$ :

$$\frac{dL}{dt} = N = \sum_i [r_i, f_i], \quad (4)$$

где  $f_\alpha$  — сила, приложенная к  $\alpha$ -й частице. В этой сумме должны учитываться только внеш. силы, т. к. сумма моментов всех сил, действующих внутри замкнутой системы, всегда равна нулю.

При переходе к квантовой механике переменные  $r_\alpha, p_\alpha$  заменяются операторами  $\hat{r}_\alpha, \hat{p}_\alpha$ , причём  $\hat{r}_\alpha = r_\alpha, \hat{p}_\alpha = -i\hbar \nabla_\alpha$ , где  $\nabla_\alpha = (\partial/\partial x_\alpha, \partial/\partial y_\alpha, \partial/\partial z_\alpha)$ , а  $O$ . м. — оператором  $L = [\hat{r}, \hat{p}]$ . Соотношение (3) заменяется коммутатором

$$[\hat{L}_i, \hat{L}_j] = \hat{L}_i \hat{L}_j - \hat{L}_j \hat{L}_i = i\hbar \epsilon_{ijk} \hat{L}_k, \quad (5)$$

из к-рого следует, что разл. компоненты оператора  $O$ . м.  $\hat{L}_i$  не коммутируют между собой и поэтому, в соответствии с общими принципами квантовой механики, компоненты момента  $\hat{L}_i$  не являются одновременно измеримыми величинами (за исключением случаев  $L = 0$ , когда все компоненты  $O$ . м. также имеют нулевые значения). Поскольку  $[\hat{L}^2, \hat{L}_i] = 0$ , то одновременно измеримы квадрат  $O$ . м. и один из его компонент, в качестве к-рой обычно выбирают  $L_z$ . Возможные наблюдаемые значения этих величин совпадают с собств. значениями  $\lambda, \mu$  соответствующих операторов и определяются из ур-ний

$$\hat{L}^2 \psi = -\hbar^2 \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right\} \psi = \lambda \psi, \\ \hat{L}_z \psi = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \psi = \mu \psi, \quad (6)$$

где  $\theta$  и  $\varphi$  — углы в сферич. системе координат, причём  $\varphi$  — угол поворота вокруг оси  $z$  ( $\psi$  — собств. ф-ции операторов  $\hat{L}^2$  и  $\hat{L}_z$ , общие для обеих операторов). Однозначные и всюду ограниченные (на единичной сфере) решения этих ур-ний существуют только при

$$\lambda = l(l+1)\hbar^2, \quad \mu = m\hbar, \quad (7)$$

где  $l$  (т. к. орбитальное, или азимутальное, квантовое число) принимает значения  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ , а  $m$  (магн. квант. число) определяет величину проекции  $O$ . м. на ось  $z$  и принимает  $2l+1$  значений:  $m = l, l-1, \dots, -l$ , что даёт кратность вырождения уровней энергии с данным  $l$ , равную  $2l+1$ . Т. о., в квантовой механике возникает квантование  $O$ . м.

Решения ур-ния (6) совпадают со сферическими функциями  $\psi = Y_{lm}$ ,

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \text{const} \cdot P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (8)$$

где  $P_l^m$  — присоединённые полиномы Лежандра. В простейших случаях  $l = 0$  ( $S$ -состояние) и  $l = 1$  ( $P$ -состояние)  $Y_{lm}$  выражаются след. образом:

$$Y_{00} = (4\pi)^{-1/2}, Y_{10} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \cos \theta, Y_{1\pm 1} = \\ = \mp \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2} \sin \theta e^{\pm i\varphi} \quad (8a)$$

[в литературе встречаются и др. определения  $Y_{lm}$ , отличающиеся от (8a) фазовыми множителями]. Сферич. ф-ция образуют ортонормированную систему:

$$\int Y_{lm}^* Y_{l'm'} d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}, \quad (9)$$

где  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$  — элемент телесного угла, а интегрирование ведётся по единичной сфере ( $0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ),  $\delta_{ll'}$  — символ Кронекера. Величина  $|Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2$  определяет угловую зависимость плотности вероятности пространственного распределения для частицы, находящейся в состоянии с квантовыми числами  $l, m$ .

$O$ . м. и квантовое число  $l$  играют важную роль в классификации состояний квантовых систем. Электрон

в атоме движется в результирующем, *самосолаивающемся* поле, к-рое возникает при сложении кулоновского поля ядра и поля остальных электронов. Приближённо можно считать, что это поле является сферически-симметричным, и пренебречь *спин-орбитальным взаимодействием* (что справедливо для не слишком тяжёлых атомов). В этом случае квантовые состояния электрона в атоме характеризуются определ. значениями  $l$ . В сферич. ядре состояния нуклона, движущегося в усреднённом поле остальных нуклонов, также характеризуются значениями  $l$  (ядерные оболочки). Даже в тех случаях, когда потенциал взаимодействия не является сферически-симметричным и, следовательно,  $l$  не сохраняется (т. е. не имеет вполне определ. значения), состояния с определёнными  $l$ ,  $m$  часто используются в качестве базиса для разложения волновой ф-ции. Во мн. случаях это является эфф. методом численного решения *Шрёдингера уравнения* для потенциалов, не обладающих сферич. симметрией.

Классификация квантовых состояний частицы по значениям  $l$  встречается в теории атома, теории ядра и ядерных реакций, теории столкновений, физике элементарных частиц и др.

О. м. микрочастицы (электрон, атом, ядро и т. д.) связан с движением в пространстве. Помимо О. м., микрочастица, как правило, обладает внутренним, или сплювным, моментом  $s$ , имеющим чисто квантовое происхождение (спин исчезает при переходе к пределу  $\hbar \rightarrow 0$  и не допускает классич. интерпретации). При наличии спина из изотропии пространства следует, что сохраняются не  $l$  и  $s$  по отдельности, а лишь полный момент  $j = l + s$  (см. *Квантовое сложение моментов*). При этом собств. значения оператора  $J^2$  равны  $j(j+1)\hbar^2$ . Волновая ф-ция с определ. значениями  $j$  и  $j_z$  может быть построена из координатной и спиновой волновых ф-ций с помощью *Клебша — Горбана коэффициентов*. Имеются *отбора правила* для переходов между состояниями с определёнными  $l$  и  $j$ , к-рые играют важную роль в теории эл.-магн. переходов в атомах и ядрах, при рассмотрении распадov элементарных частиц и т. д.

Лит.: Давидау Л. Д., Лишии Е. М., Квантовая механика. Перевод советской теории, 4 изд., М., 1989; и ж. е. Механика, 4 изд., М., 1989; Баршало в и ч. Д. А., Москале в А. Н., Харченко в В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975. В. С. Попов.

**ОРГАНИЧЕСКИЕ ПРОВОДНИКИ** — соединения, содержащие наряду с углеродом также элементы из набора Н, N, S, Se, O, P, обладающие проводимостью  $\sigma \geq 1 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  (низким уд. сопротивлением  $\rho$ ) и такой же температурной зависимостью  $\rho(T)$ , как и металлы (уменьшение  $\rho$  при охлаждении). О. п. называют также синтетич. металлами, подчёркивая этим, что электронные свойства, характерные для металлов, получены в них путём синтеза спец. органич. соединений (природные органич. соединения не обладают металлич. проводимостью, все они являются *диэлектриками*). Поиск О. п. был стимулирован идеей У. А. Литтла (W. A. Little) о возможности достижения в проводящих молекулярных цепочках *сверхпроводимости* при комнатной тем-ре ( $T = 300 \text{ K}$ ) с помощью экзотического механизма. Синтезированы органич. соединения с  $\sigma \sim 10^2 - 10^4 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  при  $T \approx 4 \text{ K}$ . Среди них есть сверхпроводники с критич. тем-рой  $T_c \leq 10 \text{ K}$  (см. *Органические сверхпроводники*). Важной задачей является создание О. п., способных конкурировать с обычными металлами, используемыми в электронике и электротехнике.

Существующие О. п. можно разделить по структуре на два типа — кристаллы с переносом заряда и *полимеры*. Первые содержат плоские органич. молекулы с сопряжёнными связями. Молекулы играют роль доноров или акцепторов. Металлич. поведение обнаружено в кристаллах, содержащих одну из следующих четырёх молекул: молекулу тетраэтинхидриметала (TCNQ), являющегося акцептором; молекулу тетраселенотетраэна (TSeT), тетраметилтетраселенофульва-

лена (TMTSF) или бис-этилендитволоттетрафульвалена (BEDT — TTF). Последние являются донорами. Перенос заряда осуществляется между этими молекулами и атомами (K<sup>+</sup>, Rb<sup>+</sup>, Cl<sup>-</sup>), группами атомов (SCN<sup>-</sup>, ClO<sub>4</sub><sup>-</sup>, PF<sub>6</sub><sup>-</sup>, I<sub>3</sub><sup>-</sup>, AuI<sub>4</sub><sup>-</sup>) или плоскими органическими молекулами с сопряжёнными связями (хинодиметан Qn, тетрафульвален TTF) (рис. 1).

В кристаллах хорошо проводящих солей с переносом заряда плоские молекулы упакованы так, что новы одного аиака образуют стопки, чередующиеся со стопками или цепочками новов противоположного знака. Орбитали  $\pi$ -электронов сопряжённых связей плоских молекул вытянуты в виде восьмёрки перпендикулярно плоскости молекул (см. *Молекулярная орбиталь*). Они обеспечивают достаточно хорошее перекрытие электронных волновых ф-ций соседних молекул в стопке. Поэтому  $\pi$ -электроны плоских молекул делокализованы не только внутри молекулы, но и вдоль стопки. В нейтральном состоянии донорные или акцепторные молекулы содержат чётное число  $\pi$ -электронов, но при образовании кристалла число электронов в их  $\pi$ -ор-

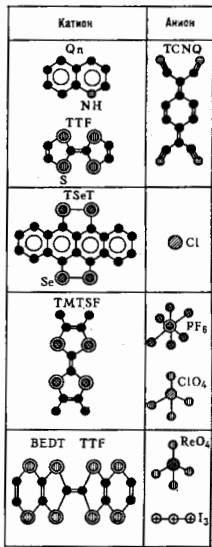


Рис. 1. Молекулы, используемые при синтезе органических проводников и сверхпроводников; чёрный круг — СН.

лочные изменяется и зона  $\pi$ -электронов в стопке оказывается заполненной частично. Т. о., реализуются два условия, необходимых для металлич. поведения электронов: частичное заполнение зоны  $\pi$ -электронов и их делокализация, по меньшей мере вдоль цепочки (рис. 2, а).

Эти условия, однако, не всегда достаточны для металлич. поведения электронов при всех тем-рах. Системы с одномерным движением электронов перехо-

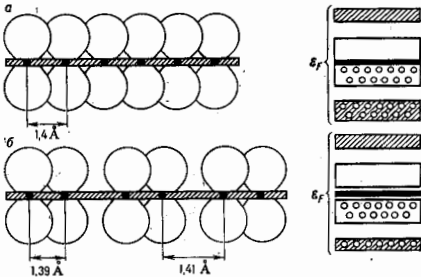
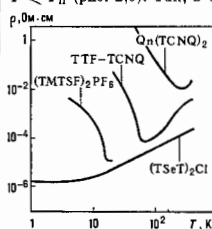


Рис. 2. а — Распределение электронной плотности  $\pi$ -орбиталей в гизотетраэтной одномерной цепочке (слева) и энергетический спектр  $\pi$ -электрона (справа); выпуклые о-связи (вид сбоку) и соответствующие энергетические зоны; б — то же при  $T < T_c$ .

дят в диэлектрич. состоянии при охлаждении, даже если при более высоких  $T$  они проявляли металлич. свойства (см. *Квазидомерные соединения*). Такие *переходы металл — диэлектрик* могут быть вызваны т. в. пайерсовской неустойчивостью (см. *Пайерса переход*), влиянием неизбежного беспорядка или достаточно сильным кулоновским отталкиванием электронов. Пайерсовская неустойчивость присуща практически всем упорядоченным системам с сильной анизотропией одномерного типа. Если при высоких темп-рах молекулы расположены эквидистантно вдоль цепочки, то ниже темп-ры пайерсовского перехода  $T_p$  они смещаются так, что на поверхности Ферми формируются энергетич. щель, делающая систему диэлектриком при  $T < T_p$  (рис. 2, б). Так, в TTF — TCNQ при  $T = 300$  K



проводимость  $\sigma$  вдоль цепочки примерно в 350 раз выше, чем в перпендикулярных направлениях. Рост  $\sigma$  (т. е. падение  $\rho$ ) при охлаждении продолжается до 60 K, но затем о резко падает (р возрастает) из-за перехода Пайерлса (рис. 3). Беспорядок подавляет пайерсовский пе-

рис. 3. Зависимость удельного сопротивления  $\rho$  от температуры  $T$  в органических кристаллах с переносом заряда.

редок, но сам он приводит к локализации электронов из-за действующего на них случайного потенциала (см. *Андерсоновская локализация*), и система опять

становится диэлектрической при низких темп-рах. Такое поведение наблюдается в солях TCNQ с асимметричными катионами типа  $Q_n(TCNQ)_2$ . Здесь  $\rho$  слегка падает при охлаждении от 300 K до 240 K, но при дальнейшем понижении темп-ры  $\rho$  возрастает из-за локализации электронов в цепочке TCNQ под действием хаотич. потенциала случайно ориентированных катионов  $Q_n$ .

Пайерсовская неустойчивость может быть подавлена в системах с двумерным или трёхмерным движением электронов, т. е. в кристаллах с достаточно сильным перекрытием электронных волновых функций разных цепочек. Именно на этом пути получены О. п. Впервые металлич. проводимость вплоть до самых низких  $T$  была достигнута в кристаллах  $(TSeT)_2Cl$ . Анизот-

ропия движения электронов в этом соединении меньше, чем в TTF — TCNQ, из-за большего перекрытия электронных орбиталей атомов Se молекул TSeT разных цепочек через анионы Cl<sup>-</sup>. Пайерсовский переход здесь происходит при более низкой темп-ре (24 K) и приводит не к диэлектрическому, а к полуметаллич. состоянию (см. *Полуметаллы*). При давлении выше 4,5 Кбар этот переход исчезает, и соединение остаётся металлом вплоть до  $T \sim 0,1$  K.

Уменьшение одномерного характера движения электронов было достигнуто также в солях Бекгарда  $(TMTSF)_2X$ . Здесь столби молекул TMTSF образуют слои (рис. 4), и боковые атомы Se атих молекул обеспечивают перекрытие электронных волновых ф-ций соседних цепочек в слое благодаря их сближению на расстоянии, меньшее ван-дер-ваальсовых. При  $T = 300$  K проводимость вдоль стоек катионов (TMTSF) в кристаллах  $(TMTSF)_2ClO_4$  примерно в 25 раз выше, чем поперёк стоек в слое катионов, и в 500 раз выше, чем поперёк слоя катионов. Для кристаллов  $(TMTSF)_2X$  с линейными (SCN<sup>-</sup>) и октаэдрич. ( $BrO_4^-$ ,  $ReO_4^-$ , и др.) анионами характерны структурные переходы с ориентад, упорядочением анионов при низких темп-рах, приводящие к диэлектрич. основному состоянию. Исключением оказывается лишь соединение с  $X = ClO_4^-$ ,

где после перехода сохраняется металлич. поведение со сверхпроводящим переходом при  $T_c = 1,3$  K. В солях с более симметричными октаэдрич. анионами типа  $PF_6^-$  упорядочение анионов не наблюдается, и в них обнаружены переходы металл—диэлектрик в состоянии с во л н а м и с п и н о в о й п л о т н о с т ь ю из-за сильного кулоновского отталкивания электронов

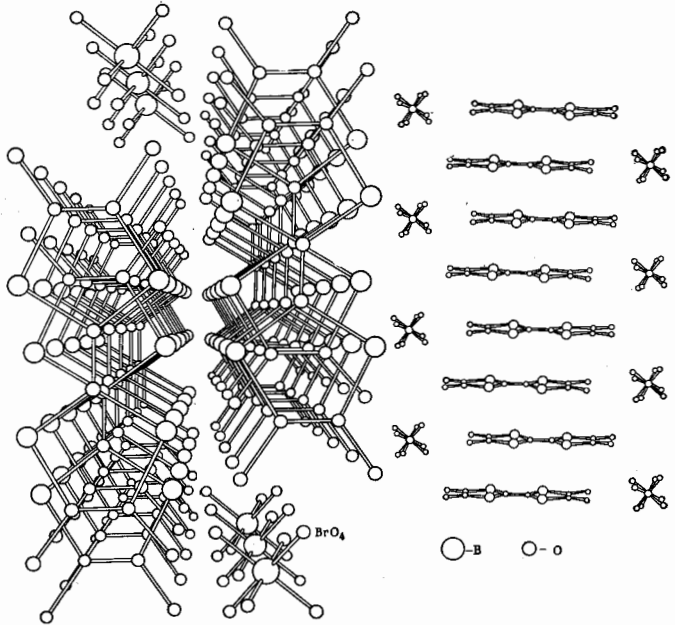


рис. 4. Кристаллическая структура  $(TMTSF)_2BrO_4$ ; вид вдоль стоек катионов (слева) и перпендикулярно стоек вдоль слоев TMTSF (справа).

в сочетании с одномерным характером анизотропии их движения (см. *Сильной вязкости воды*). Давления  $\sim 10$  Кбар подавляют эти переходы, металлы. состояние сохраняется вплоть до самых низких  $T_c$  (соединения становятся сверхпроводящими с  $T_c = 1$  К). Сильное магн. поле способно при этом восстанавливать диэлектрич. состояние. Многообразие фазовых переходов в семействе  $(TMTSF)_2X$  объясняется близостью этого семейства к квазидомерным системам, фактически оно оказывается промежуточным между ними и слоистыми системами (см. *Квазидомерные соединения, Интеркалированные соединения*).

Первыми органич. кристаллами без признаков одномерной анизотропии и диэлектрич. переходов стали соединения  $\beta$ -(BEDT — TTF) $_2X$ . Стопки молекул BEDT — TTF образуют слои, и 8 боковых атомов S в молекулах дают лучшее перекрытие электронных волновых ф-ций соседних цепочек, чем 4 атома Se в кристаллах  $(TMTSF)_2X$ . Кроме того, отклонения структуры этой молекулы от плоской ослабляют перекрытие волновых ф-ций электронов соседних молекул в стопке. В результате кратчайшими оказываются расстояния между атомами S разных молекул из соседних стоек в слое (рис. 5). Движение электронов в слое катионов (BEDT — TTF) практически изотропно при низких  $T_c$ , в то время как поперёк слоёв  $\sigma$  меньше примерно в 100 раз.

Проводящие полимеры на основе углеводородов (полиацетилен, полипиррол, полипарафенил, политиофен) имеют сопряжённые связи вдоль всей своей длины,

имеет одномерный характер. Поэтому металлич. состояние с эквидистантными расстояниями между атомами S неустойчиво относительно пайерсовских переходов с удвоением периода (димеризация, рис. 2). В результате димеризации, а также кулоновского от-

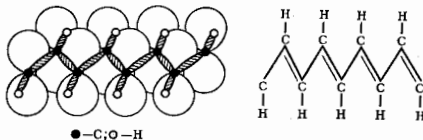


Рис. 6. Молекула полиацетилена: слева — распределение электронной плотности (заштрихованы  $\sigma$ -связи); справа — структурная формула.

талкивания в энергетич. спектре  $\rho$ -электронов оказывается щель шириной 1,8 эВ. Поэтому чистый полиацетилен — диэлектрик. Легирование полиацетилена атомами K, Na, Br, I, группами атомов типа  $AsF_6^-$  либо органич. донорами или акцепторами приводит к появлению бесспиновых носителей заряда — солитонов, специфических для пайерсовского диалектрика с удвоенным периодом. Солитоны определяют проводимость соединений  $(CH_x)_y^+ Y^{y-}$ : при  $y < 0,06$  она достигает значений  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  при  $T = 300$  К и падает при охлаждении. При  $y \sim 0,1 - 0,2$  достигаются  $\sigma \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , причём  $\sigma$  медленно падает при охлаждении. При  $y > 0,1$  появляется характерная для металла парамагн. восприимчивость (см. *Лаули парамагнетизм*). Электрохимическое осаждение (допирование) полиацетилена обратимо, и полиацетиленовая плёнка используется для изготовления аккумуляторов.

Лит.: Горьковы Л. П., Физические явления в новых органических сверхпроводниках, *СФЭИ*, 1984, т. 144, с. 38; Булаевский А. И., Булаевский Л. Н., Органические сверхпроводники, там же, с. 415; Вглаговский С. А., Кривоносов Н. N., Electron selflocalization and periodic superstructure in quasi one-dimensional dielectrics, *Sov. Scient. Reviews, Ser. A Physical Review*, ed. by I. M. Chabalnikov, 1984, т. 5, p. 100; Schrieffer J. R., Proc. Intern. School of Physics «Enrico Fermi», Course LX XIX, ed. by F. Bassani, F. Fumi, M. P. Tosi, North-Holland, 1984, p. 787. Л. Н. Булаевский.

**ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ** — соединения углерода с век-рными элементами (H, O, S (или Se), N, P), обладающие сверхпроводящими свойствами. Сверхпроводящее состояние может быть достигнуто в органич. соединениях, имеющих характерный для металлов тип проводимости при низких темп-рах (см. *Органические проводники*). Исследование органич. проводников показало, что элктрич. проводимость металлич. типа наблюдается у органич. кристаллов с достаточно хорошим перекрытием электронных орбиталей (по крайней мере, в двух направлениях). Возможность достижения сверхпроводимости в соединениях без единого атома металла, но с двумерным (слоистым) характером электронного движения была установлена П. Гринном (P. L. Green) и др. (1975) в результате синтеза полимера полисульфуритрида  $(SN)_x$  (рис. 1). Молекулы в кристаллах этого полимера сближены настолько, что движение электронов в двух направлениях практически изотропно, проводимость кристаллов достигает значений  $5 \cdot 10^8 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  при 4 К, ниже критич. темп-ры  $T_c = 0,3$  К наблюдается сверхпроводимость.

Впервые О. с. удалось получить К. Бекгарду (K. Bechgaard, 1980). Он синтезировал молекулу TMTSF и использовал её в качестве катиона в кристаллах с переносом заряда  $(TMTSF)_2X$ , где роль анионов



Рис. 1. Молекула полисульфуритрида.

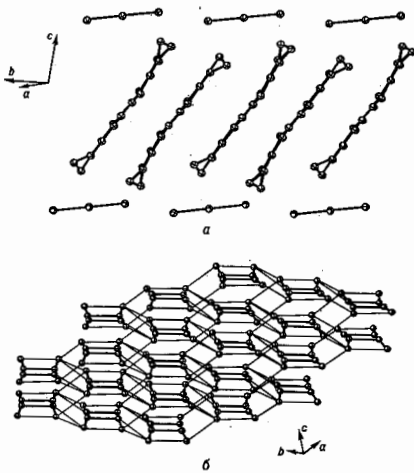


Рис. 5. Кристаллическая структура  $\beta$ -(BEDT — TTF) $_2X$ : а — вид вдоль слоёв; б — сетка атомов S в слое BEDT — TTF (остальные атомы не показаны), по которой движутся  $\rho$ -электроны. Тонкими линиями показаны расстояния S — S между молекулами, которые меньше ван-дер-ваальсовых расстояний.

х-рне обеспечивают делокализацию  $\rho$ -электронов вдоль полимерной молекулы. В простейшей молекуле этого типа — полиацетилене  $(CH_x)_y$  (рис. 6) длина цепи сопряжения  $x$  достигает неск. тысяч А. Полимерные молекулы собраны в волокна с диам. 200 А. Взаимодействие нитей в волокне слабое, и движение электронов

играют небольшие группы атомов  $X - PF_6, ClO_4, SCN$  и им подобные (см. рис. 1 к ст. *Органические проводники*, где рассмотрены хим. структуры О. с.). Плоские молекулы образуют стопки, вдоль к-рых движутся электроны проводимости —  $\pi$ -электроны атомов углерода и селена. Боковые атомы селена молекулы  $TMTSF$  обеспечивают довольно хорошее перекрытие *вакантных функций* электронов проводимости также и для молекул  $TMTSF$  соседних стопок. В результате слоев, образованные из стопок катионов  $TMTSF$ , обеспечивают двумерное движение электронов в анизотропной внутри слоев — вдоль стопок подвижность электронов наивысшая. В медленно охлаждаемых кристаллах  $(TMTSF)_2ClO_4$  сверхпроводящее состояние достигается ниже  $T_c = 1,3$  К, во всех др. соединениях семейства  $(TMTSF)_2X$  из-за анизотропии движения электронов внутри слоев охлаждение приводит к фазовым переходам *металла — диэлектрик*. Для достижения металлч. основного состояния и сверхпроводимости с  $T_c \lesssim 1$  К требуется давление порядка неск. хбар (неск. сотен МПа). В сверхпроводниках  $(TMTSF)_2X$  обнаружены все обычные проявления сверхпроводимости — нулевое электрич. сопротивление, полный *Мейснера эффект* в слабых магн. полях, скачок теплоемкости в точке  $T_c$ , уменьшение плотности состояний в спектре кваэичастиц по сравнению с нормальным состоянием. Все они относятся к сверхпроводникам 2-го рода, т. к. лондоновская глубина проникновения в них велика из-за малой плотности электронов проводимости, а сверхпроводящая корреляц. длина  $\xi = 0,18\hbar v_F/kT$  мала из-за сравнительно малой фермиевской скорости  $v_F$  электронов даже для направления вдоль стопок  $TMTSF$ . Магн. свойства сверхпроводников  $(TMTSF)_2X$ , т. е. значения нижнего ( $H_{c1}$ ) и верхнего ( $H_{c2}$ ) критических магнитных полей, сильно зависят от направления внеш. магн. поля из-за анизотропии движения электронов в нормальном состоянии (рис. 2). Поведение семейства О. с.  $(TMTSF)_2X$  при темп-рах  $T \ll T_c$  отклоняется от стандартного

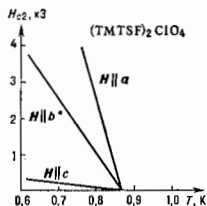


Рис. 2. Зависимость верхних критических полей  $H_{c2}$  от темп-ратуры  $T$  в  $(TMTSF)_2ClO_4$ . Внешнее магнитное поле направлено: 1 — вдоль стопок (ось  $a$ ), 2 — вдоль слоев перпендикулярно стопкам (ось  $b$ ), 3 — поперек слоев (ось  $c$ ).

поведения сверхпроводников, описываемых *Бардина — Купера — Шриффера моделью* (БКШ). Так, зависимость  $H_{c2}(T)$  линейна вплоть до самых низких температур, и при  $T < T_c$  значения  $H_{c2}$  для направления вдоль оси  $a$  (вдоль стопок) превосходят парамагн. предел (согласно модели БКШ, кривозада график). Зависимость  $H_{c2}$  от темп-ры отрицательна, а значения  $H_{c2}$  не превосходят парамагн. предел). Вторая аномалия О. с. проявляется во влиянии немагнитных примесей на величину  $T_c$ : при довольно малой их концентрации сверхпроводимость исчезает, в то время как в модели БКШ такой эффект примесей становится заметным лишь вблизи порога *андерсоновской локализации* электронов, когда длина свободного пробега электронов приближается к межмолекулярной.

В 1987 установлено [8], что в  $(TMTSF)_2ClO_4$  скорость релаксации ЯМР при низких темп-рах уменьшается с понижением темп-ры пропорц.  $T^2$ , а не экспоненциально, как в модели БКШ. Это означает, что в семействе  $(TMTSF)_2X$  сверхпроводимость обладает рядом особенностей, обусловленных, по-видимому, специфичной

волновых ф-ций куперовских пар в этих соединениях (т. е. *d*-волновая сверхпроводимость). Сверхпроводимость сродного типа обнаружена также в системах с *тяжелыми фермионами*.

В кристаллах  $\beta$ -(BEDT — TTF) $_2X$  анизотропия в плоскости стопок (BEDT — TTF) при низких темп-рах практически отсутствует, никаких переходов типа металл — диэлектрик в соединениях с  $X = I_3^-, AuI_3^-, IV_6^-$  нет, и при атм. давлении они становятся сверхпроводниками с  $T_c = 1,5, 5$  и  $2,8$  К соответственно. Кроме того, приложенное давление  $P > 0,2$  кбар получена модификация  $\beta_N$ -(BEDT — TTF) $_2I_3$ , метастабильная при атм. давлении, имеющая  $T_c = 8,1$  К [7]. Соединения  $\beta$ -(BEDT — TTF) $_2X$  также относятся к сверхпроводникам 2-го рода, в них обнаружены полное отсутствие сопротивления ниже  $T_c$  и полный эффект Мейснера в слабых магн. полях. Как и в  $(TMTSF)_2X$ , ряд их сверхпроводящих свойств при  $T < T_c$  не согласуется с предсказаниями модели БКШ. Именно — зависимость  $H_{c2}(T)$  в случае  $\beta_N$ -(BEDT — TTF) $_2I_3$  имеет сильную пологость, кривизну (при 3), а в соединениях с  $X = AuI_3^-$  и  $IV_6^-$  она линейна. Кроме того, отношение сверхпроводящей щели (при  $T = 0$ )  $\Delta(0)$  к  $T_c$  в кристаллах с  $X = AuI_3^-$  (по крайней мере, в 4 раза превосходит значение, даваемое моделью БКШ).

Свойства О. с. могут быть объяснены в рамках представлений об обычном электронно-фононном механизме куперовского спаривания (см. *Купера эффект*). Ныне нет никаких четких эксперим. указаний на существование в них др. механизма сверхпроводимости. Ряд аномалий сверхпроводящих свойств О. с. указывает на возможность реализации в них режима сильного электронно-фононного взаимодействия. Для этого режима характерны большое отношение  $\Delta(0)/T_c$ , превышающее значение, полученное в модели БКШ, пологость кривизны в графике зависимости  $H_{c2}(T)$  и сравнительно

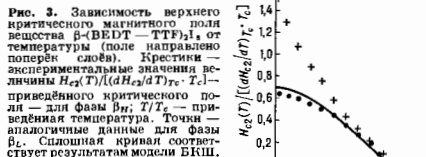


Рис. 3. Зависимость верхнего критического магнитного поля вещества  $\beta$ -(BEDT — TTF) $_2X$  от температуры (поле направлено поперек слоев). Крестики — экспериментальные значения величины  $H_{c2}(T)/[\Delta(0)H_{c2}(0)/T_c]$  приведенного критического поля — для фазы  $\beta_N$ ;  $T/T_c$  — приведенная температура. Точки — аналогичные данные для фазы  $\beta_2$ . Сплошная кривая соответствует результатам модели БКШ.

большие значения  $T_c$  при низкой дробеваской частоте фононов (в органич. соединениях эта частота соответствует *Дебая температуре*, ок. 60 К). В пользу сильного электронно-фононного связи свидетельствуют также очень низкие значения проводимости О. с. при комнатной темп-ре. Для  $\beta$ -(BEDT — TTF) $_2X$  значения проводимости лежат в интервале  $(20-70)$  Ом $^{-1}$ см $^{-1}$ , и они меньше минимальной моттовской проводимости (см. *Моттовские диэлектрики*), к-рая соответствует длине свободного пробега электрона порядка межмолекулярной длины. Спектр фононов, сильно взаимодействующих с электронами, у органич. соединений богаче, чем у неорганических. Здесь есть дополнит. моды — вращение молекул (либрации) с низкими частотами  $\omega \sim 10$  К ( $\hbar\omega \sim kT$ ) и внутримолекулярные колебания с ок. до 2000 К. Богатство фононного спектра и возможность направленного изменения его путем синтеза подходящих молекул делают О. с. весьма перспективными для дальнейшего повышения критич. темп-р  $T_c$ .

Лит. см. при ст. *Органические проводники*.  
Л. Н. Булавский.

**ОРЕОЛ** (франц. *auréole*, от лат. *corona aureola* — золотой венец) — световой фон вокруг изображения источника оптич. излучения, наблюдаемый глазом или регистрируемым приёмником света. Причина появления О. — рассеяние света на малые углы в среде, где к-рую проходит свет. Величина О., его окраска и яркость зависят от размеров частиц среды, их физ. природы и оптич. толщины среды. Рассеяние на малые углы, приводящее к образованию О., особенно сильно в среде, размеры частиц к-рых больше длины волны  $\lambda$  излучения (эффект Ми). Если размеры частиц значительно превышают  $\lambda$ , интенсивность такого рассеяния не зависит от  $\lambda$ , и поэтому рассеянный свет уже не характеризуется насыщенным цветом. Этим объясняется, напр., «белый цвет» О., окружающего солнечный диск (смещение лучей с разными  $\lambda$  даёт *белый свет*). О. существенно влияет на разрешающую способность фототр. материалов и люминисцентных экранов. Характер О. учитывается при измерении прозрачности рассеивающих сред; в частности, изменение яркости и спектрального распределения света в солнечном О. служит критерием чистоты и прозрачности атмосферы.

Лит. см. при ст. *Мутные среды*, *Рассеяние света*.  
Л. Н. Нагорский.

**ОРИЕНТАЦИОННЫЕ — ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ** (спина-переориентационные переходы) — особый класс магнитных фазовых переходов, при к-рых меняется ориентация осей лёгкого намагничивания магнетиков при изменении внеш. параметров (темпер., магн. поля). Эти фазовые переходы происходят между магнитоупорядоченными фазами магнетика и относятся к т. н. переходам 2-го порядка — порядку. При О. ф. п. перестраивается магнитная атомная структура и изменяется магнитная симметрия кристаллов. О. ф. п., происходящие при изменении температуры, наз. с п о н т а н н ы м и переходами, при изменении внеш. магн. поля — и д у ц и р о в а н н ы м и переходами. Простейшим примером спонтанного О. ф. п. является наблюдаемая в ряде магн. кристаллов переориентация спинов (спиновых магн. моментов) от одной кристаллограф. оси к другой при изменении температуры. Такие переходы наблюдаются, напр., в интерметаллических соединениях  $\text{RCo}_2$  (где R — Nd, Pr, Dy, Tb), ферромагнетиках  $\text{Mn}_2\text{Sb}$  и  $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{12}$  и в целом ряде редкоземельных магнитоупорядоченных кристаллов [1]. Спонтанная переориентация магн. моментов обусловлена в них температурной зависимостью энергии магнитной анизотропии.

В том случае, когда переориентация моментов осуществляется в нек-рой кристаллограф. плоскости кристалла, изменение термодинамич. потенциала  $\Phi$  кристалла удобно представлять в виде

$$\Phi = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta, \quad (1)$$

где  $K_1$  и  $K_2$  — константы анизотропии, изменение к-рых с температурой и приводит к О. ф. п.;  $\theta$  — угол ориентации осей лёгкого намагничивания относительно кристаллограф. осей в плоскости переориентации. Минимизация (1) по углу  $\theta$  приводит к трём возможным состояниям системы (вблизи от О. ф. п.  $K_2$  считают не зависящей от температуры):

$$\text{фаза I } \theta = 0; \quad K_1 \geq 0;$$

$$\text{фаза II } \theta = \pi/2, 3\pi/2; \quad K_1 + 2K_2 \leq 0;$$

$$\text{фаза III } \sin^2\theta = -K_1/2K_2; \quad K_1 < 0, \quad K_1 + 2K_2 \geq 0.$$

Если  $K_1$  знакопеременна, а  $K_2 > 0$  в рассматриваемой области температур, то в кристалле могут существовать коллинеарные фазы I и II и угл. фаза III. Темпер.-р-р [при к-рой  $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$ ] и  $T_2$  [при к-рой  $K_1(T_2) = 0$ ] есть точки О. ф. п. I  $\rightleftharpoons$  III и I  $\rightleftharpoons$  II соответственно. На рис. 1 приведены в качестве примеров температурные зависимости констант  $K_1$  и  $K_2$  гексагональных интерметаллич. соединений  $\text{NdCo}_5$  и  $\text{PrCo}_5$ ,

на рис. 2 показаны температурные зависимости угла отклонения намагниченности от гексагональной оси для этих соединений. Переходы между фазами I  $\rightleftharpoons$  III и II  $\rightleftharpoons$  III, возникающие при инверсии знака константы

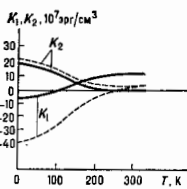


Рис. 1. Температурные зависимости констант анизотропии для  $\text{NdCo}_5$  (пунктир) и  $\text{PrCo}_5$  (сплошная линия).

анизотропии  $K_1$ , являются типичными примерами фазовых переходов, описываемых теорией Ландау [2]. Действительно, в случае, напр., перехода I  $\rightleftharpoons$  III, разложение термодинамич. потенциала (1) в ряд по  $\theta$  вблизи  $T = T_2$  даёт известное выражение теории Ландау [зависимость  $K_1(T)$  в рассматриваемой области

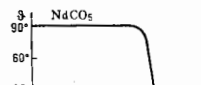


Рис. 2. Температурные зависимости ориентации осей лёгкого намагничивания для  $\text{NdCo}_5$  и  $\text{PrCo}_5$ .

температур предположить линейной]:

$$\Phi = \alpha(T) \frac{\eta^2}{2} + \beta \eta^4, \quad (2)$$

где  $\alpha(T) = 2K(T) = 2K(T - T_2)/T_2$ ,  $K$  — константа,  $\beta = 4K_2$ ,  $\eta = \theta$ . Угол  $\theta$  здесь играет роль параметра порядка. Такую же форму принимает термодинамич. потенциал вблизи точки  $T = T_1$  при  $\eta = \pi/2 - \theta$  (либо  $3\pi/2 - \theta$ ). Т. о., переориентация магн. моментов, описываемая термодинамич. потенциалом (1), при  $K_2 > 0$  происходит непрерывно, путём двух фазовых переходов 2-го рода при температурах  $T_1$  и  $T_2$ . Параметр  $\theta$  (параметр порядка) меняется при этом непрерывно, а производная  $d\theta/dT$  имеет разрывы на концах области переориентации (рис. 3а). Очевидно, что вблизи

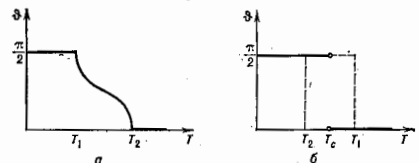


Рис. 3. Температурная зависимость угла  $\theta$  при ориентационном фазовом переходе: а —  $K_2 > 0$ ; б —  $K_2 < 0$ .

зи температур  $T_1$  и  $T_2$ , при к-рых происходят фазовые переходы 2-го рода, должны наблюдаться характерные особенности в поведении ряда термодинамич. величин: теплоёмкости, модуля Юнга и т. п., а также расхождении восприимчивости (описывающей отклик параметра порядка на термодинамически сопряжённое ему поле), обращение в нуль частоты колебаний параметра порядка (мягкая мода), замедление его релаксации и т. д. Такие аномалии в окрестности точки О. ф. п. действительно наблюдались, напр., в редкоземельных магнетиках [1]. При непрерывной переориентации магн. моментов угл. фазы III играют роль «буфера». Она позволяет магн. моментам непрерывно переходить из фазы I в фазу II. О. ф. п. относится к переходам, для к-рых теория Ландау является очень хорошим приближением, т. к. флуктуации параметра порядка в критич. состоянии здесь можно не учитывать, поскольку они проявляются в очень узкой области температур ( $\Delta T \sim 10^{-6} - 10^{-8} \text{K}$ ) вблизи точки перехода.

При  $K_2 < 0$  фаза III является неустойчивой и температурные области существования фаз I и II перекрываются. С точки зрения симметрии, непосредств. непрерывный переход I  $\rightleftharpoons$  II невозможен, т. к. для непрерывного перехода необходимо, чтобы группа магн. симметрии одной из фаз, участвующей в переходе, была подгруппой симметрии другой фазы, что для фаз I и II не выполняется. Следовательно, непосредств. переход I  $\rightleftharpoons$  II может осуществляться только скачкообразно (фазный переход 1-го рода) при  $T = T_c$ , где  $T_c$  определяется условиями равенства термодинамич. потенциалов обеих фаз:  $\Phi(\theta = 0) = \Phi(\theta = \pi/2)$ , т. е.  $K_1(T_c) + K_2 = 0$ . Темпер.  $T_1$  и  $T_2$ , определяемые уравнениями  $K_1(T_1) = 0$  и  $K_1(T_2) + 2K_2 = 0$ , есть границы областей существования метастабильных фаз (в предположении, что переход I  $\rightleftharpoons$  II происходит однородно по образцу). Разложение  $\Phi$  по  $\eta = \theta$  (либо  $\eta = \pi/2 - \theta$ ) приводит к выражению (2), где  $\beta = -4K_2 < 0$ , что, согласно теории Ландау, является признаком фазового перехода 1-го рода. На рис. 3(б) изображена зависимость  $\theta(T)$  для этого случая.

Внеш. магн. поле  $H_{\text{вн}}$  оказывает существ. влияние на О. ф. п., подавляя их или, наоборот, способствуя их возникновению. Поле  $H_{\text{вн}}$  может также индуцировать О. ф. п. Напр., в целом ряде антиферромагнетиков при достаточно большом (критическом) значении магн. поля  $H_c$ , приложенного вдоль оси антиферромагнетизма, происходит переориентации спинов, и намагниченность магн. подрешеток устанавливается перпендикулярно направлению действующего магн. поля [3] (см. *Спин-фазов переход*). Индуцированными полем О. ф. п. наблюдаются также в слабых ферромагнетиках, в частности в редкоземельных ортоферритах, для к-рых были исследованы разнообразные фазовые диаграммы  $H_c - T$  [4].

Лит.: 1) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Статистическая физика*, ч. 1, 3 изд., М., 1976; 3) Воронин В. В. и др. А. С., *Антиферромагнетизм*, в кн.: *Итоги науки. Сер. Физ.-мат. науки*, в. 8, М., 1982; 4) М. Кобозьева.

**ОРИЕНТИРОВАННЫЕ ЯДРА** — совокупности атомных ядер с упорядоченной пространственной ориентацией их спинов. Проекция  $m$  спина  $I$  ядра на заданную ось может принимать  $2I + 1$  дискретных значений от  $m = -I$  до  $m = +I$  с интервалом, равным 1. Спинову упорядоченность относительно такой оси можно характеризовать набором вероятностей  $W_m$  реализации всех возможных значений  $m$ . Для спиново-неупорядоченной совокупности ядер все  $m$  равновероятны [ $W_m = 1/(2I + 1)$ ]. В противном случае у совокупности ядер имеется некая спиновая упорядоченность (ядра ориентированы).

Для полного описания ориентац. состояния совокупности ядерных спинов достаточно задать  $2I$  значений  $W_m$ , т. к.  $\sum_{m=-I}^{m=+I} W_m = 1$ . Практически для этой цели более удобным оказываются не  $W_m$ , а эквивалентный им набор  $2I$  величин, построенных определ. образом на основе  $W_m$ . В качестве таких величин обычно используют т. н. параметры ориентации  $f_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 2I$ ), являющиеся полиномами от ср. значений степеней  $m$ :

$$\bar{m}^k = \sum_{m=-I}^{m=+I} W_m m^k, \quad (1)$$

Полномеры  $f_i$  таковы, что для спиново-неупорядоченной совокупности ядер все  $f_i = 0$ , а для полностью спиново-упорядоченной совокупности ядер ( $W_{-I}, \dots, W_{I-1} = 0, W_I = 1$ ) все  $f_i = 1$ . Чётные параметры ( $f_1, f_2, \dots$ ) содержат только  $\bar{m}^k$  с чётными  $k$  и характеризуют ориентацию спинов в заданном направлении. Чётные параметры ( $f_2, f_4, \dots$ ) содержат только  $\bar{m}^k$  с чётными  $k$  и характеризуют ориентацию спинов вдоль заданной прямой, безотносительно к направлению на ней.

Наиболее важны и имеют простой смысл параметры  $f_1$  и  $f_2$ :

$$f_1 = \bar{m}/I, \\ f_2 = \frac{3}{I(2I-1)} \left[ \bar{m}^2 - \frac{I(I+1)}{3} \right]. \quad (2)$$

Параметр  $f_1$ , наз. *о л я р и з а ц и е й*, характеризует преимуществ. ориентацию спинов в заданном направлении ( $f_1 > 0$ ) или против него ( $f_1 < 0$ ). Параметр  $f_2$ , наз. *в ы с т р о е н н о с т ь ю*, характеризует преимуществ. ориентацию вдоль ( $f_2 > 0$ ) или поперёк ( $f_2 < 0$ ) выбранной оси (безотносительно к её направлению). Эти параметры достаточны для описания простейших процессов в системах ядер с произвольным спином, а для ядер с  $I = 1/2$  или  $I = 1$  дают полное описание ориентац. состояния.

В обычных условиях в веществах, встречающихся в природе, атомные ядра не ориентированы. Для получения О. я. разработаны спец. методы, основанные на наличии у ядер магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов, ориентационно жёстко связанных с ядерными спинами. При наложении на ядра магн. поля  $H$  взаимодействие поля с магн. моментом ядра  $m$  будет стремиться ориентировать  $m$  в направлении  $H$ , т. е. поляризовать систему ядер. Если ядра находятся в неоднородном электрич. поле, то его взаимодействие с квадрупольным электрич. моментом ядра  $Q$  будет приводить к выстраиванию ядерных спинов. Оба эти взаимодействия используются в статич. методах, когда ядерные спины находятся в тепловом равновесии с веществом образца. Если ср. энергия теплового движения превышает энергию взаимодействия ядерного момента с полем, то ориентирующее действие поля в анатич. степени подавляется тепловым движением. В связи с малостью ядерных моментов значит. ориентация ядерных спинов статич. методами удаётся получить лишь при очень низких температурах и в очень высоких полях. Так, при практической предельно достигнутой  $T \approx 10^{-2}$  К и  $H \approx 10^5$  Тл поляризация и выстроенность ядер со ср. магн. моментом, равным 1 ядерному магнетону, составляют:  $f_1 = 0,2$  и  $f_2 = 0,1$ .

Недостаточная величина ориентации ядер в этих условиях и трудности их реализации способствовали развитию косвенных методов ориентации ядерных спинов, в частности используют статич. ориентацию ядерных спинов во внутренних полях в веществе (электрич. и магнитных), к-рые в ряде случаев значительно превосходят достигшие внеш. поля. Так, на ядрах атомов нек-рых переходных элементов внутриатомные магн. поля достигают  $H = 10^8$  Тл. В молекулах с сильной асимметричными оболочками электрич. поле на ядрах имеет большую неоднородность. Для ориентации ядерных спинов во внутр. полях необходимо обеспечить чуждую пространств. ориентацию самих полей. В случае поляризации ядер во внутр. магн. полях ориентация этих полей достигается поляризацией (намагничиванием) электронных оболочек атома во внеш. магн. поле (это проще, чем получение ядерной поляризации, т. к. электронные магн. моменты более чем в  $10^3$  раз превосходят ядерные). Для выстраивания ядерных спинов в неоднородных внутр. электрич. полях используются монокристаллич. образцы, в к-рых асимметричные молекулы оказываются выстроенными. Этими методами при  $T \sim 10^{-2}$  К удаётся получать высокие степени поляризации ядер лантаноидов и группы Fe, а также высокую выстроенность ядер атомов некоторых актиноидов.

Для поляризации нек-рых ядер разработаны т. н. динамич. методы, когда тепловое равновесие ядерных спинов в веществе, находящемся в пост. магн. поле, нарушается путём возбуждения эл.-магн. полем переходов между Zeemanовскими подуровнями (см. *Ядерный магнитный резонанс*, *Электронный парамагнитный резонанс*). Обычно внеш. полем поляризуются электроны,



и надлежащим выбором возбуждаемых переходов электронная поляризация «прекращается» в систему ядерных спинов. Динамик. методы удаётся использовать лишь в веществах, удовлетворяющих ряду специфич. требований. Спин динамически поляризуемых ядер невисок, обычно  $I = 1/2$ .

Применяется также метод получения О. я. непосредственно в процессах ядерных реакций, когда исследуемые ядра поглощают или испускают частицы с определ. образом ориентированными спинами. При этом в силу закона сохранения момента кол-ва движения оказываются ориентированными и ядра, поглотившие или испустившие частицы. Т. к. ориентации (если не приняты меры) быстро разрушаются тепловым движением частиц, то обычно метод используется при исследованиях быстрых процессов.

О. я. применяются для изучения свойств ядер, связанных с его спином, взаимодействия ядер с разл. микроэлементами. С помощью поляризов. ядерных мишеней и пучков поляризов. частиц можно определить спиновую зависимость взаимодействия частиц с ядрами. Наблюдение распада возбужденных состояний О. я. даёт информацию о спинах, чётности, магн. и электрич. моментах как самих возбужденных состояний ядер, так и испускаемых микрочастиц. Исследования угл. распределения электронов при распаде поляризов. ядер  $^{60}\text{Co}$  привели к открытию нарушения пространств. чётности в слабых взаимодействиях. Из угл. распределения  $\gamma$ -излучения поляризов. ядер  $^{114}\text{C}$  —  $^{114}\text{Cd}$ , полученных в результате захвата поляризов. тепловых нейтронов неполяризов. ядрами  $^{113}\text{C}$  —  $^{113}\text{Cd}$ , впервые получена информация об универсальности слабого взаимодействия между микроэлементами. Ориентированные ядра, «уфнц», 1954, т. 53, в. 3; Д. Жеффрис К. Динамическая ориентация ядер, пер. с англ., М., 1955; Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц, сост.-ред. Л. К.-Л. Еван, Ву Цзин-сюан, пер. с англ., М., 1956; В. П. Адриэмичев.

**ОРШТЕЙНА — ЦЕРНИКЕ УРАВНЕНИЕ** — интегральное ур-ние, связывающее равновесную парную корреляц. ф-цию жидкости или газа  $n_2(r) = 1 + \chi_2(r)$  с прямой корреляц. ф-цией  $C(r)$ :

$$\chi_2(r) = C(r) + n \int \chi_2(r-r_1)C(r_1-r)dr_1,$$

где  $n$  — плотность числа частиц. О. — Ц. у. предложено Л. Орштейном (Л. S. Ornstein) и Ф. Цернике (F. Zernike) в 1914 в теории критич. рассеяния рентг. лучей.

О. — Ц. у. — точное соотношение между  $\chi_2(r)$  и  $C(r)$  и является определением последней. Оно соответствует алгебраич. соотношению  $\chi_k = \tilde{C}_k(1 - nC_k)^{-1}$  между фурье-образами  $\tilde{\chi}_k$  и  $\tilde{C}_k$  соответствующих корреляц. ф-ций. Удобство введения  $C(r)$  состоит в том, что она всегда остаётся близкойдействующей ф-цией, в отличие от  $\chi_2(r)$ , к-рая в критической точке становится дальностьюдействующей, поэтому  $C(r)$  более тесно связана с взаимодействием, чем  $\chi_2(r)$ . Для применения О. — Ц. у. его надо дополнить соотношением между  $C(r)$  и  $\chi_2(r)$ . В теории жидкости применяются разл. способы подобного замыкания О. — Ц. у., основанные на нек-рых методах отбора диаграмм ряда теории возмущений для парной корреляц. ф-ции (см. *Гиперцепное уравнение, Перкуса — Йенка уравнение*). Прямая корреляц. ф-ция определяет коэф. изотерм. упругости жидкости (или газа)  $n(\partial P/\partial nT)$  ( $P$  — давление):

$$(kT)^{-1}(\partial P/\partial n)_T = 1 - n \int C(r)dr,$$

а ф-ция  $\chi_2(r)$  связана с коэф. сжимаемости  $n^{-1}(\partial n/\partial P)_T$ . О. — Ц. у. находит применение в разл. задачах теории флукутаций.

Лит.: Физика простых жидкостей, пер. с англ., М., 1971, гл. 2; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 4, § 5 у. Р. Газовая и жидкостная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 2; Д. Н. Зубарев.

**ОРШТЕЙНА — ЦЕРНИКЕ ФОРМУЛА** — определяет вид корреляц. ф-ции флукутаций плотности  $\delta n(r) = n(r) - \langle n(r) \rangle$  вблизи критической точки:

$$G(r) = \langle \delta n(0)\delta n(r) \rangle = (T/4\pi r^2) (\partial n/\partial \mu)_T r^{-4} \exp(-r/r_c).$$

Здесь  $T$  — абе. тем-ра в энергетич. единицах,  $\mu$  — хим. потенциал,  $r_c$  — радиус корреляции,  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по статистич. ансамблю. О. — Ц. ф. выведена в пренебрежении взаимовыгодными флукутаций и представляет собой частный случай выражения для корреляц. ф-ции параметра порядка в *Ландау теории фазовых переходов 2-го рода*. Флукутационная теория фазовых переходов показывает, что отличие истинного выражения для  $G(r)$  от О. — Ц. ф. невелико, если использовать точное, а не вычисленное в приближении теории Ландау значение  $r_c$ . В частности, критический показатель  $\eta$ , определяющий поведение  $G(r) \sim r^{-1+\eta}$ , при  $r \ll r_c$  весьма мал:  $\eta \sim 0,02$ .

Лит.: Ornstein L. S., Zernike F., Accidental deviations of density and opalescence at the critical point of a simple substance, «Proc. Kon. Akad. Wet.», 1914, v. 17, p. 793.

**ОРТОГОНАЛЬНАЯ СИСТЕМА ФУНКЦИЙ** (от греч. orthogōnion — прямоугольный) — конечная или счётная система ф-ций  $\{\varphi_i(x)\}$ , принадлежащих (сепарабельному) гильбертову пространству  $L^2(a, b)$  (квадратно интегрируемых ф-ций) и удовлетворяющих условиям

$$\int \varphi_i(x)\varphi_j^*(x)g(x)dx = \begin{cases} 0 & \text{при } i \neq j, \\ \lambda_i > 0 & \text{при } i = j. \end{cases}$$

Ф-ция  $g(x)$  наз. весом О. с. ф., \* означает комплексное сопряжение. Если все  $\lambda_i = 1$ , то О. с. ф. наз. ортонормированной. О. с. ф. наз. полной, если для любой ф-ции  $f(x) \in L^2(a, b)$  существует ряд Фурье  $\sum c_n \varphi_n(x)$ , сходящийся к  $f(x)$ ; такой ряд будет единственным, а его коэф. определяются ф-лами Фурье

$$c_n = \lambda_n^{-1} \int \varphi_n^* g(x)dx = (f, \varphi_n).$$

Всякая линейно независимая (полная) система ф-ций приводится с помощью процедуры ортогонализации (см. *Ортогонализированная система векторов*) к (полной) нормированной О. с. ф.

Для всякого ряда Фурье, построенного по О. с. ф.  $\{\varphi_n(x)\}$ , выполняется неравенство Бесселя

$$\sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 \lambda_k \leq \|f\|^2 = (f, f),$$

а для полной О. с. ф. справедливо равенство Парсеваля

$$\sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^2 \lambda_k = \|f\|^2.$$

Примеры полных О. с. ф.:

- 1) тригонометрическая система ф-ций на отрезке  $[-1, 1]$ ,  $g(x) = 1$ :  
 $1/2, \cos nx, \sin nx$  ( $n = 1, 2, \dots$ );
- 2) системы ортогональных полиномов;
- 3) система Хаара  $\{\chi_n(x)\}_{n=0}^{\infty}$ ,  $x \in [0, 1]$ :  
 $\chi_1(x) = 1,$

$$\chi_m(x) = \begin{cases} 2^k & \text{при } x \in \left( \frac{2k-2}{2^{m+1}}, \frac{2k-1}{2^{m+1}} \right), \\ -2^k & \text{при } x \in \left( \frac{2k-1}{2^{m+1}}, \frac{2k}{2^{m+1}} \right), \\ 0 & \text{в остальных точках отрезка,} \end{cases}$$

$a, m = 2^n + k, 1 \leq k \leq 2^n, m = 2, 3, \dots$   
 О. с. ф. используются в разл. физ. задачах. Спектральный анализ в теории колебаний, акустике, радиофизике

и оптике основан на разложении ф-ций в ряды по тригонометрич. системе. В любых задачах на собств. значения операторов также появляются О. с. ф., т. к. для эрмитова оператора  $\hat{H}$  собств. ф-ции, отвечающие разл. собств. значениям, ортогональны между собой. В квантовой механике, где квадрат модуля волновой ф-ции  $|\psi(x)|^2$  играет роль плотности распределения вероятности, свойство ортовормируемости отражает тот факт, что полная вероятность найти частицу в данном состоянии равна 1, если известно, что система находится в состоянии с определенным квантовым числом.

Лит.: Колмогоров А. Н., Фомин С. В., Элементы теории функций и функционального анализа, 5 изд., М., 1981; Шило в Г. В., Математический анализ. Функции одного переменного, ч. 3, М., 1979; Рунтманн А. В. Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1982.

Л. О. Чекуев.

**ОРТОГОНАЛЬНЫЕ ПОЛИНОМЫ** — системы полиномов  $\{P_n(x)\}$ ,  $n = 0, 1, \dots$ , ортогональных с весом  $\rho(x) \geq 0$  на интервале  $(a, b)$ :

$$\int_a^b P_n(x) P_m(x) \rho(x) dx = \delta_{mn} d_n^2, \quad (1)$$

где  $d_n^2$  — квадрат нормы. Подобные системы возникают в разл. задачах матем. физики: в теории представлений групп, в вычислит. математике, при решении задач на собственные значения в теории волн, квантовой механике и др.

Задание веса  $\rho(x)$  и интервала  $(a, b)$  определяет полином  $P_n(x)$ , удовлетворяющий соотношению ортогональности (1) однозначно, с точностью до нормировочного множителя. Для полиномов  $P_n(x)$  справедливо след. явное выражение в виде определителя:

$$P_n(x) = A_n \begin{vmatrix} c_0 & c_1 \dots c_n \\ c_1 & c_2 \dots c_{n+1} \\ \dots & \dots \\ c_{n-1} & c_n \dots c_{2n-1} \\ 1 & x \dots x^{n-1} \end{vmatrix},$$

где  $A_n$  — нормировочная постоянная,  $c_k = \int_a^b x^k \rho(x) dx$  —

момент весовой ф-ции  $\rho(x)$ . Из соотношений ортогональности (1) можно получить ин. свойства О. п. Напр.: полином  $P_n(x)$  ортогонален произвольному полиному меньшей степени; для произвольных О. п. справедливы рекуррентная ф-ла, связывающая три последоват. полинома  $P_{n-1}(x)$ ,  $P_n(x)$ ,  $P_{n+1}(x)$ ,

$$x P_n(x) = \alpha_n P_{n+1}(x) + \beta_n P_n(x) + \gamma_n P_{n-1}(x),$$

где  $\alpha_n$ ,  $\beta_n$ ,  $\gamma_n$  — постоянные.

Классические О. п. — полиномы Якоби, Лагерра и Эрмита, часто встречающиеся в теоретич. и матем. физике. Классич. О. п. удовлетворяют ур-ниям вида

$$\sigma(x) y'' + \tau(x) y' + \lambda y = 0, \quad (2)$$

где  $\sigma(x)$  — полином степени не выше 2,  $\tau(x)$  — полином степени не выше 1,  $\lambda$  — постоянная. Ур-ние (2) можно записать в самосопряженном виде

$$[\sigma(x)\rho(x)y']' + \lambda\rho(x)y = 0, \quad (3)$$

где ф-ция  $\rho(x)$  удовлетворяет ур-нию

$$[\sigma(x)\rho(x)]' = \tau(x)\rho(x).$$

При значеннях

$$\lambda = \lambda_n = -n\tau' - n(n-1)\sigma''/2, \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

ур-ние (2) имеет полиномиальные решения  $y = y_n(x)$ , к-рые можно представить в виде ф-лы Родрига

$$y_n(x) = \frac{B_n}{\rho(x)} \frac{d^n}{dx^n} [\sigma^n(x)\rho(x)], \quad (4)$$

где  $B_n$  — нормировочная постоянная.

Т. к. производные от решений ур-ния (2) также удовлетворяют ур-нию того же вида, то получаем ф-лу Родрига для производных от полиномов  $y_n(x)$ :

$$y_n^{(m)}(x) = \frac{A_m B_n}{\sigma^m(x)\rho(x)} \frac{d^{n-m}}{dx^{n-m}} [\sigma^m(x)\rho(x)],$$

$$A_{mn} = \frac{n!}{(n-m)!} \prod_{k=0}^{m-1} \left( \tau' + \frac{n+k-1}{2} \sigma' \right), \quad A_{0n} = 1.$$

При помощи линейной замены независимой переменной, не меняющей вида ур-ния (2), полиномы  $y_n(x)$ , ф-ция  $\sigma(x)$  и  $\rho(x)$  можно привести к след. канонич. видам.

1) Полиномы Якоби:

$$y_n(x) = P_n^{(\alpha, \beta)}(x) =$$

$$= \frac{(-1)^n}{2^n n!} (1-x)^{-\alpha} (1+x)^{-\beta} \frac{d^n}{dx^n} [(1-x)^{\alpha+1} (1+x)^{\beta+1}],$$

$$\sigma(x) = 1-x^2, \quad \rho(x) = (1-x)^\alpha (1+x)^\beta.$$

Частными случаями полиномов Якоби являются: а) полиномы Лежандра  $P_n(x) = P_n^{(0,0)}(x)$ ;

б) полиномы Чебышева 1-го и 2-го рода

$$T_n(x) = \frac{n!}{(1/2)_n} P_n^{(-1/2, -1/2)}(x) = \cos n\varphi,$$

$$U_n(x) = \frac{n+1!}{(1/2)_n} P_n^{(1/2, 1/2)}(x) = \frac{\sin(n+1)\varphi}{\sin\varphi},$$

$$\varphi = \arccos x;$$

в) полиномы Гегенбауэра (ультрагипергеометр. полиномы)

$$C_n^\lambda(x) = \frac{(2\lambda)_n}{(\lambda+1/2)_n} P_n^{(\lambda-1/2, \lambda-1/2)}(x).$$

Здесь  $(\alpha)_n = \alpha(\alpha+1)\dots(\alpha+n-1)$ ,  $(\alpha)_0 = 1$ .

Через полиномы Якоби можно выразить также сферические гармоник и обобщенные сферич. ф-ция (Визнера функции).

2) Полиномы Лагерра:

$$y_n(x) = L_n^\lambda(x) = \frac{1}{n!} e^{-x} x^\lambda \frac{d^n}{dx^n} (e^x x^\lambda),$$

$$\sigma(x) = x, \quad \rho(x) = x^\lambda e^{-x}.$$

3) Полиномы Эрмита:

$$y_n(x) = H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x^2}), \quad \sigma(x) = 1, \quad \rho(x) = e^{-x^2}.$$

Ф-лы дифференцирования для полиномов Якоби, Лагерра и Эрмита:

$$\frac{d}{dx} P_n^{(\alpha, \beta)}(x) = \frac{1}{2} (n + \alpha + \beta + 1) P_{n-1}^{(\alpha+1, \beta+1)}(x),$$

$$\frac{d}{dx} L_n^\lambda(x) = -L_{n-1}^{\lambda+1}(x), \quad \frac{d}{dx} H_n(x) = 2n H_{n-1}(x).$$

Если полином  $\sigma(x)$  имеет кратные корни, т. е.  $\sigma(x) = (x-a)^k$ , то соответствующие полиномы  $y_n(x)$  можно выразить через полиномы Лагерра:

$$y_n(x) = C_n(x-a)^k L_n^\alpha \left( \frac{\tau(x)}{x-a} \right), \quad \alpha = -\tau' - 2n + 1$$

( $C_n$  — нормировочная постоянная). Полиномы  $y_n(x)$ , для к-рых ф-ция  $\rho(x)$  удовлетворяет условию

$$\sigma(x)\rho(x)x^k|_{x=a, b} = 0 \quad (5)$$

( $a, b$  — вещественные числа;  $k = 0, 1, \dots$ ), ортогональны с весом  $\rho(x)$  на интервале  $(a, b)$ , т. е.

$$\int_a^b y_m(x) y_n(x) \rho(x) dx = \delta_{mn} d_n^2.$$

Отсюда следует, что полиномы Якоби  $P_n^{(\alpha, \beta)}(x)$  ортогональны с весом  $(1-x)^\alpha (1+x)^\beta$  на интервале  $(-1, 1)$

при  $\alpha > -1, \beta > -1$ ; полиномы Лагерра  $L_n^{(\alpha)}(x)$  — с весом  $x^\alpha e^{-x}$  на интервале  $(0, \infty)$  при  $\alpha > -1$ , полиномы Эрмита  $H_n(x)$  — с весом  $\exp(-x^2)$  на интервале  $(-\infty, \infty)$ .

В случае выполнения условия (5) полиномы  $y_n(x)$  наз. классическими О. п. Обычно эти полиномы рассматривают при доп. условии  $\sigma(x) > 0$ . Производные классич. О. п.  $y_n^{(k)}(x)$  также являются классич. О. п., к-рые ортогональны с весом  $\rho_k(x) = \sigma^k(x)\rho(x)$  на интервале  $(a, b)$ :

$$\int_a^b y_n^{(k)}(x) y_m^{(k)}(x) \rho_k(x) dx = \delta_{nm} a_k^2.$$

Системы классич. О. п. замкнуты для непрерывных ф-ций  $f(x)$ , удовлетворяющих условию квадратичной интегрируемости, т. е. из равенств

$$\int_a^b f(x) y_n(x) \rho(x) dx = 0, \quad n = 0, 1, \dots,$$

следует, что  $f(x) = 0$  при  $x \in (a, b)$  для любых непрерывных ф-ций  $f(x)$ , удовлетворяющих условию  $0 < \int_a^b f^2(x) \rho(x) dx < \infty$ .

Если ф-ция  $\rho(x)$  на интервале  $(a, b)$  является отрицательной и положительным решением ур-ния  $(\sigma y)' = \tau \rho$ , удовлетворяющим условию (5), то нетривиальные решения  $y = y(x)$  ур-ния (3), для к-рых ф-ция  $y(x)\rho^{1/2}(x)$  ограничена и квадратично интегрируема на интервале  $(a, b)$ , существуют только при

$$\lambda = \lambda_n = -n\tau' - n(n-1)\sigma''/2, \quad n = 0, 1, \dots,$$

и имеют вид

$$y_n(x, \lambda_n) = y_n(x) = B_n \sigma^n(x) \rho(x)^{(n)/2} / \rho(x),$$

т. е. совпадают с классич. О. п. Если  $a$  и  $b$  конечны, то требование квадратичной интегрируемости можно опустить.

В табл. 1 приведены осн. характеристики полиномов Якоби, Лагерра и Эрмита.

Табл. 1.

$y_n(x)$	$P_n^{(\alpha, \beta)}(x), \alpha > -1, \beta > -1$	$L_n^{(\alpha)}(x), \alpha > -1$	$H_n(x)$
$(a, b)$	$(-1, 1)$	$(0, \infty)$	$(-\infty, \infty)$
$\rho(x)$	$(1-x)^\alpha (1+x)^\beta$	$x^\alpha e^{-x}$	$e^{-x^2}$
$\sigma(x)$	$1-x^2$	$x$	$1$
$\tau(x)$	$\beta - \alpha - (\alpha + \beta + 2)x$	$1 + \alpha - x$	$-2x$
$\lambda_n$	$n(n + \alpha + \beta + 1)$	$n$	$2n$
$B_n$	$(-1)^n / 2^n n!$	$1/n!$	$(-1)^n$
$a_n^2$	$\frac{2^{n+\beta+1} \Gamma(n+\alpha+1) \Gamma(n+\beta+1)}{n! (2n+\alpha+\beta+1) \Gamma(n+\alpha+\beta+1)}$	$\frac{\Gamma(n+\alpha+1)}{n!}$	$2^n n! \pi^{1/2}$

Здесь  $\Gamma(x)$  — гамма-функция.

Производные ф-ций для полиномов Якоби, Лагерра и Эрмита:

$$2^{n+\beta} n^{-1} (1-t+R)^{-\alpha} (1+t+R)^{-\beta} = \sum_{k=0}^n P_k^{(\alpha, \beta)}(x) t^k,$$

$$R = (1 - 2tx + t^2)^{1/2}, \quad |t| < 1;$$

$$(1-t)^{-\alpha-1} \exp\left(-\frac{xt}{1-t}\right) = \sum_{k=0}^{\infty} L_k^{(\alpha)}(x) t^k, \quad |t| < 1;$$

$$\exp(2xt - t^2) = \sum_{k=0}^{\infty} H_k(x) t^k / k!$$

Асимптотич. представления при  $n \rightarrow \infty$

$$P_n^{(\alpha, \beta)}(\cos \theta) \approx \frac{\cos[(n + (\alpha + \beta + 1)/2)\theta - (2\alpha + 1)\pi/4]}{(\pi n)^{1/2} (\sin(\theta/2))^{2\alpha+1/2} (\cos(\theta/2))^{2\beta+1/2}},$$

$$0 < \delta \leq \theta \leq \pi - \delta,$$

$$L_n^{(\alpha)}(x) \approx \pi^{-1/2} e^{-x/2} x^{-\alpha/2} (1-x)^{-\alpha/2} \cos[2(n+1/2)x - (2\alpha+1)\pi/4],$$

$$0 < \delta \leq x \leq N < \infty,$$

$$H_n(x) \approx 2^{n/2} (2n/e)^{n/2} e^{x^2/4} \cos(x\sqrt{2n} - \pi n/2),$$

$$|x| \leq N < \infty.$$

Классические О. п. дискретной переменной. Заменим (2) разностным ур-нем второго порядка точности по  $h$  на сетке  $x = x(s)$  с переменным шагом  $\Delta x = x(s+1) - x(s)$ . После замены  $s$  на  $hs$  получим

$$\sigma(x) \frac{\Delta}{\Delta x(s-1/2)} \left[ \frac{\psi(x)}{\psi(x)} \right] + \frac{1}{2} \left[ \frac{\Delta \psi(x)}{\Delta x(s)} + \frac{\psi(x)}{\psi(x)} \right] + \lambda y(s) = 0, \quad (6)$$

где  $\Delta y(s) = y(s+1) - y(s)$ ,  $\nabla y(s) = y(s) - y(s-1)$ . Для сеток

$$x = \begin{cases} as^2 + bs + c, \\ C_1 q^s + C_2 q^{2s} + C_3 \end{cases}$$

( $a, b, c, C_1, C_2, C_3$  — постоянные), к-рые линейными преобразованиями  $x(s) \rightarrow c_1 x(s) + c_2$ ,  $s \rightarrow \pm s + c$  можно привести к канонич. видам

$$x(s) = \begin{cases} s \\ s(s+1) \\ \exp(2\omega s), \operatorname{sh}(2\omega s), \operatorname{ch}(2\omega s) \\ \cos(2\omega s) \end{cases}$$

( $\omega$  — постоянная), выполняется простое свойство, аналогичное осн. свойству ур-ния (2): в результате разностного дифференцирования (6) получается ур-не того же типа.

При опред. значениях  $\lambda = \lambda_n$  ур-ние (6) имеет частные решения  $y(s) = \tilde{y}_n(x(s))$ , где  $\tilde{y}_n(x)$  — полином степени  $n$  относительно переменной  $x$ . Полиномиальные решения  $y(s) = \tilde{y}_n(x)$ ,  $x = x(s)$  ур-ния (6) дают с разностным аналогом ф-лы Родрига:

$$\tilde{y}_n(x) = \frac{B_n}{\rho(x)} \nabla^{(n)} [\rho_n(s)], \quad (7)$$

где  $B_n$  — постоянная,  $\rho_n(s) = \rho(s+n) \prod_{i=1}^n \sigma(s+i)$ , ф-ция  $\rho(s)$  — решение ур-ния

$$\frac{\Delta}{\Delta x(s-1/2)} [\sigma(s)] = \tau(s) \rho(s)$$

при

$$\sigma(s) = \tilde{\sigma}[x(s)] - 2^{-1} \tilde{\tau}[x(s)] \Delta x(s - 1/2),$$

$$\tau(s) = \tilde{\tau}[x(s)],$$

$$\nabla^{(n)} = \left( \frac{\nabla}{\nabla x} \right) \left( \frac{\nabla}{\nabla x} \right) \dots \left( \frac{\nabla}{\nabla x} \right),$$

$$xk(s) = x(s+k/2), \quad k = 1, 2, \dots, n.$$

Нек-рые из этих решений имеют самостоят. значение и используются в квантовой механике, теории представлений групп, вычислит. математике, теории вероятностей.

Ф-ла, аналогичная (7), справедлива для разностных производных от полиномиальных решений ур-ния (6). С помощью (7) можно получить ф-лы разностного дифференцирования, свойства симметрии и ряд других свойств полиномов  $\tilde{y}_n(x)$ .

При выполнении условий

$$\sigma(s) \rho(s) x^k (s-1/2) \Big|_{s=a,b} = 0, \quad k = 0, 1, \dots$$

полнономальные решения  $\tilde{y}_m(x)$  и  $\tilde{y}_n(x)$  ур-ния (6) при  $\lambda_m \neq \lambda_n$  ортогональны в смысле суммы:

$$\sum_{j=0}^{n-1} \tilde{y}_m(x_j) \tilde{y}_n(x_j) \rho(x_j) \Delta x (s_1 - s_1 - 1/2) = \delta_{mn} a_n^2, \quad (8)$$

$$x_1 = x(s_1).$$

Решения (7), для  $k$ -рых справедливо свойство (8) (причем на отрезке  $[a, b - 1]$  ф-ция  $\rho(x)$  не меняет знак, ф-ция  $x(s) - \text{монотонна}$ ), наа. классич. О. п. дискретной переменной на неравномерных сетках.

Т. к. свойство ортогональности (8) для классич. О. п. дискретной переменной получается на свойства ортогональности для произвольных О. п. в результате замены определенного интеграла на сумму, то для полиномов  $y_n(x, s)$  при соответствующем определении скалярного произведения ( $\tilde{y}_m, \tilde{y}_n$ ) сохраняются все общие свойства произвольных О. п.  $p(x)$ . В частности, справедливо рекуррентное соотношение. Среди полиномиальных решений ур-ния (6) наиб. известны полиномы Хана  $h_n^{(\alpha, \beta)}(x, N)$ , полиномы Мейкхенера  $m_n^{(\gamma, \mu)}(x)$ , полиномы Кравчука  $k_n^{(p)}(x, N)$  и полиномы Шарль  $c_n^{(\alpha)}(x)$  (случай линейной сетки  $x(s) = s$ ; табл. 2).

Табл. 2.

$y_n(x)$	$h_n^{(\alpha, \beta)}(x, N)$	$m_n^{(\gamma, \mu)}(x)$	$k_n^{(p)}(x, N)$	$c_n^{(\alpha)}(x)$
$(a, b)$	$(0, N)$	$(0, \infty)$	$(0, N + 1)$	$(0, \infty)$
$\rho(x)$	$\frac{\Gamma(\alpha + N - x)\Gamma(\beta + x + 1)}{\Gamma(N - x)\Gamma(\beta + 1)}$ $\alpha > -1, \beta > -1$	$\frac{\mu^x \Gamma(\mu + x)}{\Gamma(x + 1)\Gamma(\mu)}$ $(\gamma > 0, 0 < \mu < 1)$	$\frac{\Gamma(x + 1)\Gamma(N - x + 1)}{N! p^x q^{N-x}}$ $(p > 0, q > 0, p + q = 1)$	$\frac{e^{-\mu x}}{x!}$ $(\mu > 0)$
$\sigma(x)$	$x(\alpha + N - x)$	$x$	$x$	$x$
$\tau(x)$	$(\beta + 1)(N - 1) - (\alpha + \beta + 2)x$	$\gamma\mu - (1 - \mu)x$	$(pN - x)/q$	$\mu - x$
$\lambda_n$	$n(\alpha + \beta + n + 1)$	$n(1 - \mu)$	$n/q$	$n$
$B_n$	$(-1)^n/n!$	$\mu^{-n}$	$(-1)^n q^n/n!$	$\mu^{-n}$
$a_n^2$	$\frac{\Gamma(\alpha + n + 1)\Gamma(\beta + n + 1)\Gamma(\alpha + \beta + n + N + 1)}{(\alpha + \beta + 2n + 1)n!\Gamma(\alpha + \beta + n + 1)\Gamma(N - n - 1)}$	$\frac{n! \mu^{-n}}{\mu^n (1 - \mu)^n}$	$\frac{n!(pq)^n}{n!(n - n)!}$	$n! \mu^{-n}$

Через классич. О. п. дискретной переменной на линейной и квадратичной сетке выражаются матричные элементы представлений группы трёхмерных вращений, коэф. Клебана — Гордана и коэф. Рака.

Классич. О. п. как непрерывного, так и дискретного аргумента можно назвать через *гипергеометрические функции* и их обобщения.

Даль. Вейтген Г. Эрдей А. Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 1, 1973; Суэтин П. К., Классические ортогональные многочлены, 2 изд., М., 1979; Ни и и форо А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Ни и форо А. Ф., Суэтин С. К., Уваров В. В., Классические ортогональные полиномы дискретной переменной, М., 1985.

**ОРТО- И ПАРАСОСТОЯНИЯ** — энергетич. состояния квантовой системы, состоящей из частиц, spins  $k$ -рых параллельны (орто состояние) и антипараллельны (парасостояние). В системе, состоящей из двух фермионов и находящейся в ортосостоянии, полный spin  $S = 1$ , а в системе, находящейся в парасостоянии,  $S = 0$ . Т. к. по отношению к перестановкам частиц полная волновая ф-ция фермионов антисимметрична, её координатная часть при этой операции умножается на  $(-1)^S$ . Отсюда следует, что при чётном (нечётном) полном спине система из двух фермионов может иметь только чётный (нечётный) орбитальный момент.

Термин «О.- и п.» чаще применяется к двухатомным молекулам с одинаковыми ядрами. Напр.: ортоводородная молекула  $H_2$  с параллельными спинами ядер и полным ядерным спином  $I = 1$ ; параводород — молекула  $H_2$  с антипараллельными спинами ядер и  $I = 0$ . Молекулы ортоводорода и параводорода

практически не взаимодействуют друг с другом и ведут себя как разл. модификации вещества с близкими свойствами.

Термин «О.- и п.» ранее применялся также для атома Не (ортогелий, парагелий). Эти состояния Не считались его разл. модификациями, т. к. переходы между сигнетной системой уровней энергии Не (парасостояния) и триплетными (ортосостояния) — *интеркомбинационные квантовые переходы* — ранее не наблюдались.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989.

**ОРТОНОРМИРОВАННАЯ СИСТЕМА ВЕКТОРОВ** — множество ненулевых векторов  $\{x_\alpha\}$  векторного пространства  $X$  со скалярным произведением  $(x_\alpha, x_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$ , где символы Кронекера  $\delta_{\alpha\beta} = 0$  при  $\alpha \neq \beta$  и  $\delta_{\alpha\alpha} = 1$  при  $\alpha = \beta$ . О. с. в. наз. полной, если для любого

$f \in X$  ряд  $\sum_{\alpha=1}^{\infty} x_\alpha (f, x_\alpha)$  сходится по норме к  $f$ . Полная

О. с. в. наз. базисом пространства  $X$ . Числа  $f_\alpha = (f, x_\alpha)$  наз. коэф. Фурье  $f$  относительно О. с. в.  $\{x_\alpha\}$ . Для полной О. с. в. выполнено равенство

Парсеваля:  $(f, f) = \sum_{\alpha=1}^{\infty} |f_\alpha|^2$ . Гильбертово пространство является сепарабельным (т. е. содержит всюду плотное счётное подмножество) тогда и только тогда, когда в нём существует полная О. с. в.

Для всякой линейно независимой системы векторов  $\{a_j\}$  сепарабельного гильбертова пространства можно построить базис  $\{b_j\}$ . Процесс построения О. с. в. наз. ортогонализацией системы  $\{a_j\}$ , он применим к конечной и к счётной системе векторов:  $b_1 = a_1$ ,

$b_{i+1} = a_{i+1} - \sum_{j=1}^i \alpha_j b_j$ , где  $\alpha_j = -(a_{i+1}, b_j) / (b_j, b_j)$ .

Нормировав полученную систему  $\{b_j\}$ , получим искомого О. с. в. Др. источником О. с. в. являются эрмитовы линейные операторы, т. к. соевств. векторы эрмитова оператора, соответствующие разл. соевств. значениям, ортогональны. Поэтому для каждого эрмитова оператора существует О. с. в., состоящая из его соевств. векторов.

Важный пример О. с. в. — базис гильбертова пространства  $l^2$ , состоящего из векторов  $x$  вида  $(\alpha_1, \alpha_2, \dots)$ ,

где  $(x, x) = \sum_{n=1}^{\infty} |\alpha_n|^2 < \infty$ . Т. к. любое сепарабельное

гильбертово пространство изоморфно либо конечномерному евклидову пространству, либо пространству  $l^2$ , для О. с. в.  $l^2$  выполнены те же свойства, что и для ортогональной системы функций.

Л. О. Чекуе, **ОСВЕЩЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ** — фотометрич. величина, характеризующая энергию оптич. излучения, распространяющегося от источника излучения в данном направлении внутри малого телесного уг-



ление в растворе  $B$ , причём разность давлений  $\pi$  по обе стороны перегородки при этих условиях наз. осмотическим давлением, а достигнутое термодинамическое равновесие — осмотич. равновесие. Значение  $\pi$  зависит от состава раствора и темп-ры и для разбавленных и идеальных растворов не зависит от растворённого вещества, а определяется лишь числом «кинетич. элементов» — атомов, ионов, молекул — в единице объёма раствора.

Если  $A$  — чистый растворитель, а  $B$  — идеальный раствор неэлектролита (недиссоциирующего вещества), то

$$\pi V = -RT \ln(1 - z),$$

где  $V$  — молярный объём растворителя,  $z$  — молярная доля растворённого вещества. Для разбавленных растворов ( $z \ll 1$ ) неэлектролитов

$$\pi = cRT,$$

где  $c$  — молярность раствора. Из этого ур-ния (ур-ния состояния Вант-Гоффа), совпадающего по форме с ур-нием Бойля — Мариотта для идеального газа, следует, что  $\pi$  численно равно парциальному давлению, к-рое оказывало бы растворённое вещество в состоянии идеального газа при той же темп-ре, занимая объём, равный объёму раствора. Для разбавленных растворов электролитов

$$\pi = icRT,$$

где  $i = 1 + \alpha(v - 1)$ ,  $\alpha$  — степень диссоциации,  $v$  — число ионов, на к-рые распадется молекула электролита; коэф.  $i$  наз. коэффициентом Вант-Гоффа.

Растворы с одинаковыми  $\pi$  наз. изотоническими (из осмотических). Так, кровезаместители в физиологич. растворах должны быть изотоничны по отношению к жидкостям организма. Если раствор имеет относительно др. раствора более высокое осмотич. давление, то он наз. гипертоническим, при обратном соотношении — гипотоническим.

Осмотич. давление измеряют с помощью осмометров. Различают статич. и динамич. методы измерений. Первый основан на измерении избыточного гидростатич. давления  $\Delta p$  по высоте столба жидкости  $H$  в трубке осмометра (рис.) после установления осмотич. равновесия и при равестве внеш. давлений в камерах  $A$  и  $B$ . Вторым методом основан на измерении скорости всасывания и выдавливания растворителя при разл. значениях  $\Delta p$  с последующей интерполяцией полученных данных к  $v = 0$  и  $\Delta p = \pi$ . В качестве мембраны обычно применяют плёнки из цел-

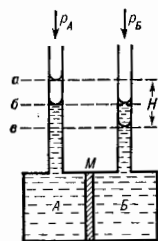


Схема осмометра:  $A$  — камера с раствором,  $B$  — камера с растворителем,  $M$  — мембрана; уровни жидкости в трубках при осмотическом равновесии  $a$  и  $b$  — в условиях равенства внешних давлений в камерах  $A$  и  $B$  (столб жидкости  $H$  уравновешивается  $\pi$ );  $c$  — в условиях, когда  $\Delta p = \pi$ .

люфана, полупров. пористые керамиц. п стеклянные перегородки.

$O_2$  играет большую роль в тканях растений и животных, способствуя окислению клеток и межклеточных структур, его используют для очистки высокомолекулярных соединений от низкомолекулярных примесей. Осн. применение осмометрии — определение мол. масс полимеров.

Лит.: Курс физической химии, под ред. Я. И. Герасимова, 2 изд., т. 1—2, М., 1969—75.

**ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ** атома — стационарное квантовое состояние с наименьшей внутр. энергией.

Электроны атома в  $O_2$  заполняют квантовые уровни (электронные оболочки) согласно Паули принципу. Уровень энергии, соответствующий  $O_2$  с., также наз. основным. Для атома с одним электроном во внеш. оболочке он определяется квантовыми числами этого электрона; в атомах с нек. эквивалентными электронами  $O_2$  с. определяется Хунда правилом. Энергия, к-рую необходимо сообщить атому в  $O_2$  с. для отрыва электрона из внеш. оболочки, наз. энергией ионизации  $I_{\text{ион}}$ ; аналогичная энергия для отрыва электрона из внутр. оболочки наз. энергией связи этой оболочки.  $O_2$  с. для атома  $H$  обозначается  $1S_{1/2}$ , для  $He$  —  $1S_0$  и т.д. Взаимодействие атома в  $O_2$  с др. частицами или фотонами может вызвать квантовый переход в стационарное состояние с большей внутр. энергией; такое состояние наз. возбуждённым.

**ОСНОВНЫЕ ЦВЕТА** — три цвета, оптич. сложением (смешением) к-рых в определ. кол-вах можно получить цвет, на глаз совершенно не отличный от любого данного цвета. Ограничивающим условием для  $O_2$  с. является их линейная независимость, т. е. ни один из них не может быть представлен в виде суммы к-л. кол-в двух других. Набор  $O_2$  с. образует трёхмерную координатич. систему. Число возможных систем  $O_2$  с. бесконечно. Подробнее см. *Колориметрия*.

**ОСОБАЯ ТОЧКА** аналитической функции — точка, в к-рой нарушаются условия аналитичности. Если аналитическая функция  $f(z)$  задана в нек-рой окрестности точки  $z_0$  всюду, кроме этой точки, и не имеет там другой  $O_2$  т., то  $z_0$  наз. а. о. и з. о. и р. в н. о.  $O_2$  т. ф-ции  $f(z)$ . Если существует конечный предел  $f(z)$  при  $z \rightarrow z_0$ , то изолированная  $O_2$  т. наз. устранимой; если предел равен бесконечности или не существует, то  $z_0$  наз. *напомню* или существенно особой точкой. Устранимая  $O_2$  т. характеризуется тем, что разложение  $f(z)$  в Лорана ряд в окрестности  $z_0$  не содержит членов с отрицат. степенями ( $z - z_0$ ) [так что  $z_0$  фактически не является  $O_2$  т. ф-ции  $f(z)$ ]. В случае полюса разложение  $f(z)$  в ряд Лорана содержит лишь конечное число таких членов, а в случае существенно особой точки — бесконечное. Если ф-ция  $f(z)$  допускает аналитическое продолжение вдоль любого контура, содержащегося в нек-рой окрестности точки  $z_0$ , но не проходящего через  $z_0$ , причём в результате однократного обхода точки  $z_0$  получают др. значения  $f(z)$ , то  $z_0$  наз. ветвления точкой.

В аналитической теории дифференциальных уравнений  $O_2$  т. ур-ния наз. точкой комплексной плоскости, к-рая является  $O_2$  т. хотя бы для одного из коэф. ур-ния. Такие  $O_2$  т. являются особыми и для решений (неоднородные  $O_2$  т.). Имеются также подвидные  $O_2$  т., положение к-рых определяется нач. условиями.

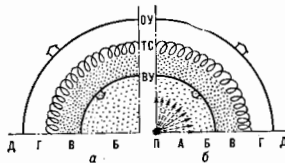
Лит. см. при ст. Аналитическая функция. Е. И. Звольков. **ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ** — туманности, образующиеся при взаимодействии выброшенного во время вспышек сверхновых звезд вещества с окружающей средой. Вспышка сверхновой является результатом взрыва звезды на поздних стадиях эволюции с выделением энергии  $10^{50}$ — $10^{51}$  эрг. Взрыв может приводить либо к полному разлёту звезды, либо к выбросу только её внеш. слоев с образованием звёздного остатка — вспышка сверхновой в виде нейтринной звезды или чёрной дыры. Свойства  $O_2$  в. с. и его наблюдат. проявления определяются присутствием звёздного остатка и характером взаимодействия выброшенного газа с околозвёздным веществом.

В Галактике обнаружено ок. 140  $O_2$  в. с. Открыты  $O_2$  в. с. и в близких галактиках: в Магеллановых Облаках выделено ок. 40 объектов, в галактиках M31 и M33 найдено более чем по 20  $O_2$  в. с. Почти все галактич.  $O_2$  в. с. являются старыми объектами, возраст к-рых составляет десятки тысяч лет. Кроме старых  $O_2$  в. с. существуют молодые объекты, обнаруженные на

месте «исторических» сверхновых, вспыхнувших в Галактике за последнее тысячелетие. Молодые О. в. с. сохранили неопределённые следы взрыва звезды и поэтому представляют большой интерес для физики сверхновых звезд. По наблюдаемым свойствам О. в. с. и кризисного блеска (зависимости блеска от времени) сверхновых, породивших их, молодые объекты можно разделить на три группы. К первой группе относятся О. в. с. 1006, О. в. с. Тихо Браге (1572) и О. в. с. Кеплера (1604). Они образовались при вспышках сверхновых I типа, звездные остатки в них не обнаружены. Крабовидная туманность (О. в. с. 1054) и 3С58 (О. в. с. 1181) оставлены вторю группу. Эти О. в. с. возникли в результате вспышек сверхновых II типа, к-рые сопровождаются образованием нейтронных звезд — пульсаров. Представителем третьей группы (называемой «богатые кислородом» О. в. с.) является радиосточник Кассиопея А. Вспышка сверхновой, давшей этот О. в. с., была на 5—6<sup>ти</sup> слабее обычных сверхновых I и II типов и поэтому не была зафиксирована астрономами; звездный остаток не обнаружен.

Взаимодействие выброшенного при вспышке сверхновой газа с окружающей средой описывается газодинамической структурой с двумя ударными волнами (рис. 1). Основная ударная волна бежит наружу в невозмущенной межзвёздной среде, если же вспышке предшествовала стадия истечения массы в форме *звёздного ветра*, то сначала в потерянном предсверхновой веществе. При прохождении через фронт ударной волны околозвёздный газ сжимается, нагревается и приобретает характерную для выброшенного вещества скорость. Возвратная ударная волна распространяется внутрь в выброшенном газе, и в ней этот газ сжимается, нагревается и тормозится. Излучение горячего газа как за фронтом осн. ударной волны, так и за фронтом возвратной ударной волны носит тепловой характер и приходится на рентг. диапазон. В области, ограниченной основной и возвратной ударными волнами, находится граница между нагретым веществом и выброшенным газом. Вблизи границы возникает неустойчивость Рэлея — Тейлора, к-рая приводит к образованию в этом месте турбулентного слоя. На фронте осн. ударной волны и в турбулентном слое происходит ускорение реля-

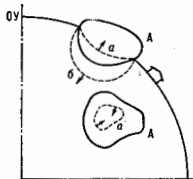
тивистских электронов и усиление магн. поля. Эти области представляют собой источники нетеплового синхротронного радиозлучения, имеющие оболочечную структуру. При наличии *пульсара* внутр. слой выброшенного вещества пронизывается релятивистскими электронами, инжектируемыми пульсаром. В выброшенный газ, сжатый и нагретый возвратной ударной волной; Г — околозвёздный газ, сжатый и нагретый основной ударной волной; Д — невозмущенная околозвёздная среда. Широкие стрелки указывают направления распространения ударных волн относительно вещества.



тивистских электронов и усиление магн. поля. Эти области представляют собой источники нетеплового синхротронного радиозлучения, имеющие оболочечную структуру. При наличии *пульсара* внутр. слой выброшенного вещества пронизывается релятивистскими электронами, инжектируемыми пульсаром, и вследствие этого являются мощным источником синхротронного излучения не только на радиочастотах, но и в оптич. и рентг. диапазонах. Выброшенный газ и околозвёздное вещество могут иметь неоднородную ключковую структуру, к-рая приводит в виде конденсаций и молюков. По мере расширения О. в. с. и увеличения его размеров

осн. ударная волна обжимает находящиеся в межзвёздной среде плотные облака (рис. 2), к-рые в свою очередь образуют крупномасштабную волокнистую структуру О. в. с.

Рис. 2. Схема распространения ударных волн в среде с неоднородностями плотности — плотными конденсатами в околозвёздном газе или плотными облаками в межзвёздной среде: А — неоднородности плотности; ОУ — основная ударная волна, бегущая по невозмущенной среде; ВУ — возвратная ударная волна, распространяющаяся внутрь неоднородности плотности; С — отражённая ударная волна.



Эволюция О. в. с. — процесс торможения выброшенного газа при расширении в окружающей среде — определяется гл. обр. энергией взрыва  $E_0$ , массой выброшенного газа  $M_0$  и плотностью околозвёздной среды  $\rho_0$ . В эволюции О. в. с. можно выделить три стадии: стадия свободного разлёта, адиабатическая и радиативная стадии. На этих стадиях (за исключением самого начала стадии свободного разлёта и, возможно, заключит. фазы радиативной стадии) О. в. с. имеют описанную выше структуру. На первой стадии из-за низкой плотности окружающей среды расширение выброшенного газа происходит в режиме свободного разлёта, когда радиус  $R_0$ , скорость  $v_0$  фронта осн. ударной волны и возраст О. в. с. связаны соотношением  $R_0 = v_0 t$ . В течение этой стадии почти вся энергия взрыва сосредоточена в кинетич. энергии выброшенного газа. По мере расширения торможение усиливается и, когда масса нагретого вещества  $(4\pi/3)R_0^3 \rho_0$  становится сравнимой с  $M_0$ , происходит переход к адиабатич. стадии. Для характерных значений  $E_0 = 3 \cdot 10^{51}$  эрг,  $M_0 = 1 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  — масса Солнца) и  $\rho_0 = 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup> этой момент соответствует  $R_0 = 2,3$  пк и  $t = R_0^3 / (2E_0/M_0)^{1/2} \approx 460$  лет. На адиабатич. стадии потери энергии на излучение малы по сравнению с энергией взрыва, поэтому энергия газа, находящегося за фронтом осн. ударной волны, остаётся прибл. постоянной, причём примерно 70% энергии взрыва преобразуется в тепловую энергию нагретого вещества. Адиабатич. расширение О. в. с. описывается соотношениями

$$R_0 = 1,15(E_0/\rho_0)^{1/2} t^{2/5} \text{ [см]},$$

$$v_0 = 2/5 R_0/t \text{ [см/с]},$$

$$T_0 = 1,36 \cdot 10^{-8} v_0^2 \text{ [K]},$$

где  $T_0$  — темп-ра газа за фронтом осн. ударной волны. С увеличением радиуса  $R_0$  темп-ра  $T_0$  уменьшается и, когда она достигает значения  $\approx 6 \cdot 10^4$  К, соответствующего максимуму кривой радиан. потерь, адиабатич. стадия заканчивается и начинается радиативная. К данному моменту излучается ок. 50% тепловой энергии О. в. с., радиус достигает  $\approx 20$  пк, возраст  $\approx 37000$  лет. Интенсивные радиац. потери делают осн. ударную волну изотермической, за её фронтом образуется тонкая, плотная и холодная оболочка, содержащая примерно 50% нагретого вещества. Заключённый внутри оболочки горячий газ в силу своей очень низкой плотности почти не излучает и расширяется адиабатически. Такое поведение О. в. с. на радиативной стадии описывается выражениями

$$R_0 = 0,042(E_0/\rho_0)^{1/2} t^{2/5} \text{ [см]},$$

$$v_0 = 2/5 R_0/t \text{ [см/с]}.$$

Расширение О. в. с. продолжается до тех пор, пока давление газа в нём не сравняется с давлением невозмущенной межзвёздной среды. Это происходит при  $R_0 \approx 477$

ширения О. в. с. оказывается сопоставимой со скоростью хаотич. движений окружающего газа: О. в. с. становится кинематически неотличимым от межзвёздной среды.

**Типичные представители.** Представителем О. в. с. I типа является О. в. с. Тихо Браге. Его радиоизображение характеризуется ярко выраженной оболочечной структурой (рис. 3). Спектр синхротропного радиоиз-

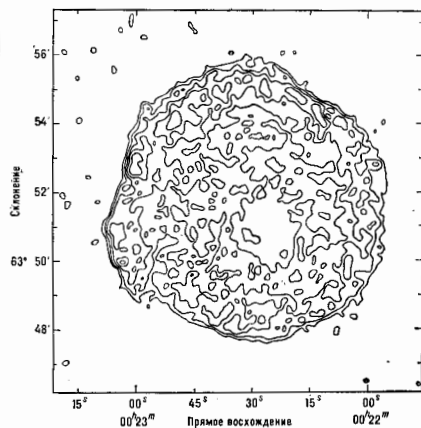


Рис. 3. Радиофото остатка вспышки сверхновой Тихо Браге на частоте 2700 МГц. Внешний контур изображения близок к фронту основной ударной волны, интервал между изоконтрами соответствует разности яркостных температур 11,6 К.

лучения О. в. с. степенной, спектральный индекс  $\alpha = -0,53$ . Степень линейной поляризации радиоизлучения ок. 5%. В оптич. диапазоне наблюдаются только балмеровские линии водорода  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , к-рые излучают тонкими волокнами вблизи внеш. границ протяжённого нетеплового радиоисточника. Рентг. излучение О. в. с. Тихо Браге имеет тепловую природу и исходит от двух пространственно разделённых горячих областей с темп-рой газа соответственно  $\approx 8 \cdot 10^6$  К и  $\approx 8 \cdot 10^7$  К. Первая область — это выброшенный газ, сжатый и нагретый вращательной ударной волной, а вторая — нагретый окоезвёздный газ, нагретый осн. ударной волной. Область с более низкой темп-рой, имеющая повышен. содержание тяжёлых элементов, даёт яркие эмиссионные рентг. линии, в частности линии Si и S, а излучение высокотемпературной плазмы образует непрерывный рентг. спектр. Масса выброшенного газа в О. в. с. Тихо Браге составляет 1—2  $M_\odot$ , и он находится в фазе перехода из стадии свободного разлёта в адiabатич. стадию.

**Крабоианная туманность, 3C58 и подобные им** О. в. с. II типа наз. в л е р л о н а м и. Период характеризуется увеличением яркости радиоизлучения к центру О. в. с., пологим спектром с  $\alpha = -0,3$ , регулярной структурой маг. поля и высокой степенью линейной поляризации ( $\sim 20$ —30%). Эти свойства и нетепловое синхротропное излучение в диапазоне от радио до рентг. частот обусловлены находящимся в плериионе пульсаром. Помимо собственно плериионов, обнаружены комбиниров. О. в. с., к-рые содержат плериион внутри оболочечной структуры.

Радиоисточник Кассиопея А, относящийся к «богатым кислородом» О. в. с., имеет оболочечную структуру.

Связанная с ним оптич. туманность состоит из т. н. бы-стрых волокон (скорость расширения  $\approx 6000$  км/с) в стационарных конденсациях ( $\approx 100$ —400 км/с). По собств. движениям волокон и угл. размерам О. в. с. установлено, что вспышка сверхновой произошла в 1658 $\pm 3$ . Хим. состав быстрых волокон сильно отличается от солнечного: почти полностью отсутствует водород; обилие кислорода; аргона и серы в десятки раз больше нормального. Высокие скорости и хим. состав быстрых волокон указывают на то, что они состоят из выброшенного при вспышке газа. Стационарные конденсации имеют хим. состав, близкий к солнечному, и, по-видимому, представляют собой сгустки околосвёздного вещества, обжатые и ускоренные осн. ударной волной. Рентг. излучение Кассиопея А, подобно О. в. с. Тихо Браге, имеет тепловую природу и характеризуется двумя темп-рами. Масса выброшенного газа ок. 10  $M_\odot$ . Кассиопея А находится на стадии свободного разлёта.

Из старых галактик О. в. с. наиб. детально изучена Петля Лебеда. Эта тонковолокнистая туманность имеет линейный размер  $\approx 40$  пк, возраст  $\approx 2 \cdot 10^4$  лет и находится на адiabатич. стадии расширения. Масса нагретого межзвёздного вещества  $\approx 200 M_\odot$ . Оптич. излучение ярких волокон сосредоточено в линиях H, O, N, S и образуется за фронтом ударной волны, распространяющейся в плотных облаках межзвёздной среды, где концентрация газа (1—3)  $\cdot 10^3$  см $^{-3}$ , темп-ра достигает (1—6)  $\cdot 10^4$  К. Оптич. волокна наблюдаются на фоне менее яркого диффузного свечения. Рентг. излучение носит тепловой характер и возникает и горячей плазме с темп-рой (2—4)  $\cdot 10^6$  К за фронтом осн. ударной волны, бегущей со скоростью  $\approx 400$  км/с по межоблачной среде с концентрацией 0,2—4 см $^{-3}$ . В радиодиапазоне изображение Петли Лебеда имеет оболочечную структуру. Нетепловое радиоизлучение О. в. с. представляет собой синхротропное излучение релятивистских электронов в межзвёздном магн. поле, усиленном за фронтом осн. ударной волны.

Гигантские размеры О. в. с. и их число в Галактике показывают, что они занимают значит. долю объёма галактич. диска и, следовательно, играют важную роль в динамике межзвёздной среды, в обогащении её тяжёлыми элементами, в образовании огромных областей горячего разреженного газа. Порождаемые вспышками сверхновых ударные волны могут генерировать космич. лучи, а при взаимодействии с плотными газопыльными облаками способны инициировать процесс звездообразования.

Лит.: Шк л о в с к и й И. С., Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы, 2 изд., М., 1976; Chevalier R. A., The interaction of supernovae with the interstellar medium, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1977, т. 15, в. 175; С п и н ц е р Л. мл., Физические процессы в межзвёздной среде, пер. с англ., М., 1981; Р а у н о л д Ж. С., Observations of supernova remnants, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1984, в. 22, р. 75; Л о в а н с к и й Т. А., Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики, М., 1986.

В. П. Утробин.

**ОСТОЙЧИВОСТЬ** — способность плавающего тела (суда), выведенного из положения равновесия, возвращаться вновь к исходному положению после прекращения действия возмущающих сил. О. судов зависит от взаимного расположения по высоте корпуса судна, его центра тяжести и метацентра. Устойчивость равновесия рассматривается лишь по отношению к таким перемещениям тела, при к-рых сохраняется объём тела, погружённый в жидкость, т. е. когда под действием возмущающих сил происходит поворот тела вокруг горизонтальной оси, лежащей в плоскости плавания. Плоскостью плавания наз. всякая плоскость, отсекающая от тела упомянутый пост. объём. По отношению к любому вертикальному поступат. перемещению равновесие всегда является устойчивым, а к любому горизонтальному поступат. перемещению и к любому повороту вокруг вертикальной оси равновесие тела, плавающего в однородной жидкости, очевидно, будет безразличным.



Если плавающее тело (судно) имеет вертикальную плоскость симметрии и центр тяжести тела в положении равновесия лежит на одной вертикали с метacentром, то тело будет устойчивым во всех случаях, когда центр тяжести тела расположен ниже самого низшего метacentра, являющегося точкой пересечения выталкивающей (архимедовой) силы, приложенной к выведенному из положения равновесия тела, с плоскостью симметрии тела (см. рис. в ст. *Метациентр*). Мерой  $O$  является расстояние между метacentром и центром тяжести тела,  $k$ -рое наз. метacentрической  $O$  с высотой.

С. Л. Вишневецкий.

**ОСЦИЛЛОГРАФ** (от лат. *oscillo* — качаясь и греч. *γράφω* — пишу), измерит. прибор, предназначенный для визуального наблюдения и исследования формы сигналов.  $O$ . позволяет достаточно точно и оперативно измерять осн. параметры сигналов: амплитуду, частоту, временные интервалы, фазовый сдвиг и т. д. Под сигналами понимают величины, отражающую тем или иным способом состояние физ. системы. Самыми распространенными являются электр. сигналы (ток или напряжение), изменяющиеся во времени,  $x(t)$ . В зависимости от способа получения графика ф-ции  $x(t)$   $O$ . разделяют на светолучевые и электронно-лучевые.

В светолучевых  $O$ . значение электр. сигнала  $x(t)$  в какой-то момент времени  $t$  преобразуется в пропорц. сигналу вертикальное отклонение светового луча, сфокусированного на отражающем экране или светочувствит. плёнке. Для получения графика ф-ции  $x(t)$  необходимо устройство развёртки луча во времени (вдоль горизонтали экрана или плёнки). В качестве преобразователя величины тока или напряжения в пропорц. отклонение светового луча в светолучевом  $O$ . применяют магнитоэлектр. гальванометр, к рамке к-рого прикрепляют отражающее зеркальце. Для развёртки луча по горизонтали экрана можно использовать вращающийся барабан с плоскими зеркальными графиями. Скорость вращения этого барабана определяет коэф. развёртки в с/м. Т. о., светолучевой  $O$ . должен включать в себя в качестве осн. блоков магнитоэлектр. гальванометр и оптич. систему, состоящую из осветителя, фокусирующих линз, зеркальца на рамке гальванометра, зеркального барабана развёртки, экрана и др. вспомогат. устройств. Высокая чувствительность гальванометров позволяет увидеть в светолучевых  $O$ . без усилителей и исследовать колеб. процессы с частотой до 10 кГц. Магн. система может быть общей для неск. гальванометров, поэтому можно конструировать светолучевые  $O$ ., имеющие неск. измерит. каналов (2—24).

В электронно-лучевых  $O$ . изображение сигнала осуществляется с помощью сфокусированного электронного луча, к-рый вызывает свечение люминофора экрана электронно-лучевой трубки (ЭЛТ).

Структурная схема электронно-лучевой  $O$ . (рис. 1) включает след. основные блоки: блок усилителя вертикального отклонения луча, на входе усилителя имеется многоступенчатый делитель напряжения (аттенюатор), задающий коэф. отклонения (отношение входного сигнала к вызванному им отклонению луча); блок развёртки и канал горизонтального отклонения луча, в состав этого блока входят схема синхронизации, генератор пилообразного напряжения развёртки, усилитель горизонтального отклонения; базовый блок, в состав к-рого входит ЭЛТ, схема управления лучом (яркость, фокус, сдвиг по вертикали и горизонтали, модуляция яркости луча), блок питания.

Исследуемый сигнал поступает на вход  $Y$  и подаётся (непосредственно или через конденсатор) на входной аттенюатор, с помощью к-рого выбирает коэф. отклонения, т.е. усиление сигнала, удобное для наблюдения на экране ЭЛТ. Конденсатор не пропускает к усилителю постоянной составляющей сигнала. Это необходимо, напр., в тех случаях, когда исследуется небольшая переменная составляющая сигнала на фоне большой

постоянной составляющей. После аттенюатора сигнал поступает на вход усилителя вертикального отклонения, с выхода к-рого усиленный сигнал подат на вертикальные отклоняющие пластины ЭЛТ.

Из усилителя вертикального отклонения исследуемый сигнал поступает также на вход схемы синхронизации для запуска развёртки, для этого можно использовать и внеш. сигнал, подаваемый на вход внеш. синхрониза-

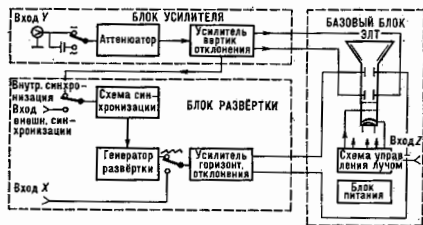


Рис. 1. Структурная схема осциллографа.

ции. Схема синхронизации вырабатывает прямоуг. импульсы пост. амплитуды независимо от формы и величины входного сигнала. Благодаря этому достигается устойчивый запуск генератора развёртки, вырабатывающего пилообразное напряжение.

После усиления до необходимой величины усилителем горизонтального отклонения пилообразное напряжение поступает на горизонтально отклоняющие пластины ЭЛТ. Крутизна (скорость изменения) пилообразного напряжения определяет скорость горизонтального перемещения луча и тем самым коэф. развёртки (отношение времени нарастания сигнала к отклонению луча за это время). Одно из осн. условий стабильного изображения сигнала на экране ЭЛТ состоит в том, чтобы временное положение  $k$ -ти точк. периода сигнала относительно начала развёртки оставалось неизменным в каждом цикле развёртки.

В  $O$ . предусматривают возможность подачи внеш. напряжения на горизонтально отклоняющие пластины. При этом усилитель горизонтального отклонения отключают от генератора развёртки и подключают к входу  $X$ .

Генератор развёртки может работать в автоколебат. и ждущем режимах. В автоколебат. режиме трудно обеспечить одно из самых важных условий стабильного изображения сигнала на экране ЭЛТ (кратность периода развёртки произвольному периоду повторения сигнала). Этот режим поэтому малоупотребителен при измерениях. В ждущем режиме генератор развёртки в буквальном смысле ждёт внутр. или внеш. сигналов запуска (синхронизации). Генератор развёртки в ждущем режиме запускают: при внутр. запуске — самим исследуемым сигналом или напряжением питающей сети; при внеш. запуске — сигналом, подаваемым на вход внеш. синхронизации (для этого в  $O$ . имеется переключающее «синхронизация», к-рый устанавливают в соответствующее положение). При внеш. запуске параметры запускающего сигнала обычно остаются постоянными, поэтому движение луча всегда направлено начинается в опред. моменты времени, задающие начало отсчёта по оси времени для осциллограммы на экране. Установив ручки управления запуском развёртки, можно измерить фазовые и временные параметры сигнала в разл. точках исследуемой схемы. При внеш. запуске начало развёртки одинаково для всех наблюдаемых сигналов и задаётся сигналом внеш. запуска. При этом чаще всего для внеш. запуска развёртки используют сигнал, связанный во времени с выходным сигналом исследуемой схемы.

На рис. 2 изображена работа развертки в ждущем режиме с внеш. синхронизацией синхроимпульсами (рис. 2, а), связанными с наблюдаемым сигналом (рис. 2, б) жесткой временной связью. Синхроимпульсы задают начало импульса пилообразного напряжения (рис. 2, в) развертки О. По достижении (в момент  $t_1$ ) своего макс. значения напряжение развертки затем убывает до минимума (в момент  $t_2$ ). Отрезок ( $t_1 - t_2$ ) соответствует обратному ходу луча. Начиная с момента  $t_2$  генератор развертки едет ануса ближайшим синхроимпульсом в момент  $t_3$  и т. д. Исследуемые импульсы (рис. 2, в) задержаны на нек-рое время относи-

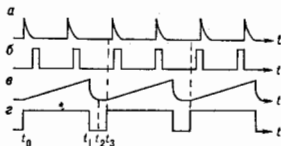


Рис. 2. Развертка в ждущем режиме с внешней синхронизацией.

тельно синхроимпульсов. Незменное положение наблюдаемых импульсов относительно импульсов пилообразного напряжения в каждом цикле развертки обеспечивает их стабильное изображение на экране ЭЛТ. Импульсы (рис. 2, в), вырабатываемые в О., используются для подвеса прямого хода луча в интервале ( $t_0, t_1$ ) и для гашения обратного хода луча в интервале ( $t_1, t_2$ ) в каждом цикле развертки. Желаемый масштаб изображения по горизонтали обеспечивается выбором коэф. развертки.

По своему назначению электронно-лучевые О. можно разделить на универсальные, импульсные, многоканальные, запоминающие, стробоскопические и т. д.

Универсальные О. предназначены для исследования однократных и периодич. электрич. сигналов и измерения их амплитудных и временных параметров. Универсальность обеспечивается наличием сменных блоков в каналах вертикального отклонения и развертки.

Для импульсного О. характерен широкий полосу частот усилителя вертикального отклонения, наличие быстрых разверток с малыми коэф. развертки. Эти условия необходимы для наблюдения кратковрем. импульсных процессов и измерения их параметров. В нек-рых импульсных О., кроме того, в канале вертикального отклонения имеется широкополосная линия задержки, необходимая для того, чтобы иметь возможность наблюдать передний фронт импульсного сигнала в режиме внутр. синхронизации ждущей развертки. В этом случае исследуемый сигнал сначала запускает генератор развертки, а затем, спустя время задержки, появляется на входе усилителя вертикального отклонения.

В многоканальных О. имеется неск. (2-4) каналов вертикального отклонения и задерживающей развертки, что обеспечивает одновременно исследование синхронных и несинхронных сигналов в разл. амплитудных и временных масштабах, сравнение сигналов по форме при наличии временного сдвига между ними, полвет исследуемого участка развертки с одновременно изображением его в измененном времени масштабе, алгебраич. сложение сигналов и т. д.

В запоминающих О. в качестве ЭЛТ используют запоминающие трубки (потенциалоском, графконы и др.), предназначенные для записи электрич. сигналов, хранения этой записи и считывания (воспроизведения) записанных сигналов в заданный момент времени. Вариантом запоминающих О. являются цифровые запоминающие О., принцип действия к-рых за-

ключается в преобразовании мгновенных значений исследуемых сигналов в цифровую форму с помощью быстродействующих аналого-цифровых преобразователей и запоминания их в цифровых запоминающих устройствах. Форма записанных сигналов и результаты измерения их параметров отображаются на экране ЭЛТ. Примером может служить цифровой запоминающий О. С9-8 (СССР), в к-ром управление осн. режимами работы осуществляется 12-разрядным микрпроцессором.

Стробоскопические О. предназначены для исследования повторяющихся сигналов малой длительности и характеризуются наличием стробоско-

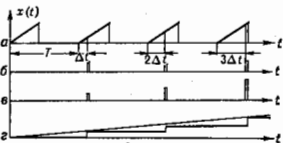


Рис. 3. Стробоскопический метод наблюдения коротких импульсов.

пич. блоков в усилителе вертикального отклонения и развертке. Принцип действия стробоскопич. системы основан на том, что при поступлении повторяющихся исследуемых сигналов (рис. 3, а) на вход усилителя вертикального отклонения при каждом запуске развертки на экране ЭЛТ изображается не весь сигнал, а только короткая его часть, наз. «вырезкой» сигнала. «Вырезка» мгновенных значений сигнала производится с помощью коротких стробирующих импульсов (рис. 3, б). Каждая «вырезка» сдвинута на величину шага считывания  $\Delta t$  относительно предыдущей «вырезки». Автоматический сдвиг стробоскопических импульсов на величину  $\Delta t$  в каждом цикле повторения сигнала обеспечивает стробоскопический блок развертки. На выходе стробирующего устройства получают модулирующ. последовательность стробирующих импульсов (рис. 3, в), к-рые затем усиливают, расширяют и подают на схему, запоминающую амплитуду очередного импульса до прихода следующего. Т. о., получается ступенчатая ф-ция, огибающая к-рой воспроизводит форму сигнала (рис. 3, а). Длительность преобразованного сигнала во столько раз больше длительности исследуемого сигнала, во сколько раз его период  $T$  больше шага считывания  $\Delta t$ .

Лит.: Соловов В. Я., Осциллографические измерения, 2 изд., М., 1975; Справочник по радиоизмерительным приборам, т. 1-3, М., 1976-79. Ю. А. Романюк.

**ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ ТРУБКА** — вид электронно-лучевых приборов из группы приёмных электронно-лучевых трубок, предназначенной для регистрации в графич. форме хода быстропротекающих процессов, данные о к-рых могут быть представлены в виде

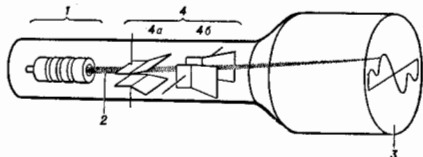


Рис. 4.

электрич. сигналов. Осн. элементами О. т. являются помещённые в вакуумно-плотную оболочку электронный прожектор 1 (рис. 1), формирующий узкий пучок электронов 2, светящийся под воздействием электро-

ного пучка люминесцентный экран  $\mathcal{E}$  и э.-стат. система  $\Delta$ , отклоняющая пучок в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Отклоняющая система образуется двумя ортогонально расположенными парами пластин  $4a$  и  $4b$ , каждая из к-рых при подаче на них напряжения создаёт электр. поле, поперечное к оси  $O$ . т. Под действием периодич. пилообразного напряжения, подаваемого на пластину  $4a$ , пучок перемещается с пост. скоростью в горизонтальном направлении, прочёркивая на экране ось времени. Измеряемый сигнал, подаваемый на пластину  $4b$ , вызывает вертикальное смещение пучка, пропорц. мгновенной величине сигнала. Сложение перемещений пучка по обеим осям приводит к вычерчиванию на экране светящегося графика (осциллограммы) процесса.

Осн. характеристиками  $O$ . т. являются: полоса регистрируемых частот (от нулевой до верхней границы), в пределах к-рой сигналы отображаются без искажений; чувствительность отклонения каждой пары пластин, определяемая смещением пучка на  $1$  В приложенного напряжения; скорость записи, определяемая как предельная скорость перемещения пучка по экрану, при к-рой яркость свечения ещё достаточна для визуального наблюдения периодич. сигналов или фотоп. регистрации быстротекущих однократных процессов. Отклоняющая система воспроизводит сигналы без искажений, если за время пролёта электронном сигнальных пластин фаза сигнала заметно не меняется. Система рис. 1 способна регистрировать сигналы в полосе частот до  $100-300$  МГц. При более высоких частотах воспроизведение сигнала происходит с сильным искажением. Для регистрации сигналов диапазона отклонение по оси сигналов чаще всего осуществляется спиральной отклоняюще-замедляющей системой (рис. 2). Измеряемый сигнал бежит по спирали со скоростью света, а его фазовая скорость в направлении оси  $O$ . т. оказывается замедленной в число раз, равное отношению длины витка спирали к её шагу. Если скорость движения электронов вдоль оси  $O$ . т. в зазоре между спиралью и пластиной равна фазовой скорости, то в любой траектории на электрон воздействует отклоняющее поле, находящееся в той же фазе, в к-рой оно было, когда электрон входил в систему. Такие системы способны реагировать на сигналы в полосе частот от  $0$  до  $5-10$  ГГц.

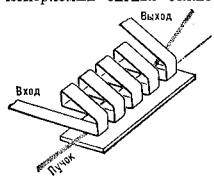


Рис. 2.

При заданной геометрии отклоняющей системы её чувствительность тем выше, чем меньше скорость электронов, а яркость свечения экрана тем выше, чем эта скорость больше. Поэтому во многих  $O$ . т. электроны пучка дополнительно ускоряются после отклонения. При очень высоких скоростях перемещения пучка по экрану в его возбуждении участвует лишь малое число электронов и яркость свечения оказывается недостаточной. В этих случаях перед экраном внутри  $O$ . т. помещается усилитель тока пучка в виде стеклянной пластины с большим числом сквозных микроканалов, в к-рых за счёт вторичной электронной эмиссии кол-во электронов умножается в тысячи раз. Для регистрации медленных и одиночных процессов используются также запоминающие  $O$ . т., длит. время сохраняющие на экране изображённое однократно записанное осциллограммы (см. Запоминающая трубка).

Лит.: Миллер В. А., Куракин Л. А., Приемные электронно-лучевые трубки, 2 изд., М., 1971; Котова-Щерба Г. С., Коваленко В. М., Запоминающие трубки с видимым изображением, М., 1970; Шерстнев Л. Г., Электронная оптика и электронно-лучевые приборы, М., 1971; Шкумов В. А., Семенов Г. И., Шивомолодые осциллографические трубки и их применение, М., 1978. В. Л. Герус.

**ОСЦИЛЛЯТОР** (от лат. oscillo — качаюсь) — система (для материальной точки), совершающая колебательные периодич. движения около положения устойчивого равновесия. Термин « $O$ .» применим к любой системе, если описывающие её величины периодически меняются со временем. Простейшие примеры осциллятора в классической механике — грузик на пружинке, маятник.

Важнейший тип  $O$ . — линейный гармонический осциллятор, колебания к-рого являются осн. моделью движения частиц в атомах, молекулах ядрах, молекулах, твёрдых телах. Потенц. энергия линейного гармонич.  $O$ .  $U = kx^2/2$ , где  $x(t)$  — отклонение от положения равновесия,  $k$  — пост. коэф. (в случае груза на пружинке  $k$  — жёсткость пружины). Она представляет собой первый член разложения в ряд по  $x$  потенц. энергии  $U(x)$  при малых  $x$ .

Ур-ние движения линейного гармонич.  $O$ . имеет вид

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0, \quad (1)$$

где  $\omega = \sqrt{k/m}$  — частота  $O$ .,  $m$  — масса ( $\omega = 2\pi/T$ , где  $T$  — период колебаний; точки означают дифференцирование по времени). Общее решение ур-ния (1):

$$x(t) = A \cos(\omega t + \varphi) = \operatorname{Re}\{A e^{i(\omega t + \varphi)}\} \quad (2)$$

( $A$  — амплитуда колебаний  $O$ .,  $\varphi$  — нач. фаза). Движение  $O$ ., описываемое зависимостью (2), происходит под влиянием возвращающей силы  $F$ , направленной к положению равновесия и пропорц. величине отклонения от положения равновесия:  $F = -\partial U/\partial x = -kx$ . При движении  $O$ . в пренебрежении силами трения его полная энергия

$$\mathcal{E} = \frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2} \quad (3)$$

сохраняется. Кинетич. энергия  $mv^2/2$  и потенц. энергия  $kx^2/2$  в процессе движения изменяются от нуля до  $\mathcal{E}$ . Энергия колебаний  $O$ . может быть выражена через амплитуду и частоту:

$$\mathcal{E} = m\omega^2 A^2/2. \quad (4)$$

Импульс  $O$ .  $p = mv$  меняется по тому же закону (2), что и  $x$ , но со сдвигом по фазе на  $\pi/2$ :

$$p(t) = m\omega A \sin(\omega t + \varphi + \pi/2) \quad (5)$$

(соответственно кинетич. и потенц. энергии  $O$ . изменяются в противофазе). Если изобразить движение  $O$ . на фазовой плоскости, по оси абсцисс к-рой отложена координата, а по оси ординат — импульс, то его периодич. движение происходит по эллипсу

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{p^2}{(m\omega A)^2} = 1 \quad (6)$$

с полуосями соответственно  $A$  и  $m\omega A$ .

Понятие « $O$ .» распространяется и на немеханич. системы: колебания тока и напряжения в колебат. контуре, колебания электронов напряжённостей электрич. и магн. полей в эл.-магн. волне и т. д.

В квантовой  $O$ . описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m\omega^2 \hat{x}^2}{2}, \quad (7)$$

где  $\hat{p}$  и  $\hat{x}$  — операторы импульса и координаты; в конфигурац. представлении  $\hat{p} = -i\hbar\partial/\partial x$ ,  $\hat{x} = x$ . Уровни энергии квантового  $O$ . эквидистантны:

$$\mathcal{E}_n = \hbar\omega(n + 1/2), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

Они определяются из Шрёдингера уравнения

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_n(x,t)}{\partial x^2} + \frac{m\omega^2 x^2 \psi_n(x,t)}{2} = i\hbar \frac{\partial \psi_n}{\partial t} \quad (9)$$

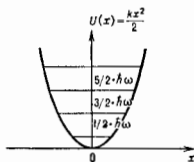
и изображаются обычно на кривой потенц. энергии  $O$ . **481**

(рис.), а волновые ф-ции  $\psi_n(x, t)$  стационарных состояний  $O$ . выражаются через полиномы Эрмита  $H_n$  (см. *Ортогональные полиномы*):

$$\psi_n(x, t) = (l\sqrt{\pi/2})^{-1/2} \exp(-x^2/2l^2) H_n(x/l) \exp(-iE_n t/\hbar). \quad (10)$$

Здесь  $l$  — амплитуда нулевых колебаний,  $l = \sqrt{\hbar/m\omega}$ . В осн. состоянии  $O$  с волновой ф-цией

$$\psi_0(x) = (l\sqrt{\pi})^{-1/2} \exp(-x^2/2l^2) \exp(-i\omega t/2) \quad (11)$$



его энергия (энергия нулевых колебаний) имеет наибольшее возможное значение  $E_0 = \hbar\omega/2$ . В стационарных состояниях  $O$  ср. значения координаты и импульса равны нулю. Согласно *Эрнеста теореме*, ср. значения координаты и импульса гармонич.  $O$  изменяются в соответствии с классич. траекториями. Наглядно это движение проявляется в нормированных когерентных состояниях  $O$ .  $\psi_\alpha(x, t)$ :

$$\psi_\alpha(x, t) = (m\omega/\hbar\pi)^{1/4} \exp\left\{-\frac{|\alpha|^2}{2} - \frac{i\omega t}{2} - \frac{x^2}{2l^2} m\omega + \right. \\ \left. + \exp(-i\omega t)\alpha x(2m\omega/\hbar)^{1/2} - \frac{1}{2}\alpha^2 \exp(-2i\omega t)\right\}, \quad (12)$$

удовлетворяющих нестационарному уравнению Шрёдингера и являющихся собств. состояниями для неэрмитового интеграла движения (оператора уничтожения)

$$\hat{A}(t) = \frac{\exp(i\omega t)}{\sqrt{2}} \left( \frac{\hat{x}}{l} + i\frac{\hat{p}}{\hbar} \right), \quad [\hat{A}, \hat{A}^\dagger] = 1, \quad (13)$$

с комплексным собств. значением  $\alpha$ :  $\hat{A}\psi_\alpha = \alpha\psi_\alpha$ . В когерентном состоянии  $\psi_\alpha$  ср. значения координаты ( $\hat{x}$ ) и импульса ( $\hat{p}$ ), как и в классич. механике, описывают в фазовом пространстве эллипс. Оператор уничтожения  $\hat{A}$  и оператор рождения  $\hat{A}^\dagger$  действуют на  $n$ -е состояние след. образом:

$$\hat{A}\psi_n = \sqrt{n}\psi_{n-1}, \quad \hat{A}^\dagger\psi_n = \sqrt{n+1}\psi_{n+1}, \quad (14)$$

т. е. соответственно уничтожают и рождают квант энергии  $O$ . Через операторы рождения и уничтожения гамильтониан гармонич.  $O$  выражается так:

$$\hat{H} = \hbar\omega(\hat{A}^\dagger\hat{A} + 1/2). \quad (15)$$

Важность модели  $O$  заключается в том, что все совр. модели *квантовой теории поля* базируются на многомерном (бесконечном) обобщении этого выражения:

$$\hat{H} = \sum_l \hbar\omega_l (\hat{A}_l^\dagger \hat{A}_l + 1/2), \quad (16)$$

где индекс  $l$  трактуется как характеристика моды поля (эл.-магн., акустического и т. д., т. е. фотона, фонона и т. п.), а операторы  $\hat{A}_l^\dagger$ ,  $\hat{A}_l$  — как операторы рождения и уничтожения кванта бозонного поля. К этой же модели сводится движение заряда в магн. поле, изменение тона и напряжения в колебат. контуре, колебания ядер в многоатомных молекулах и атомов в молекуле в твёрдых телах, колебат. движение нуклонов в ядрах и т. д.

При учёте затухания ур-ние движения (1)  $O$  принимает вид

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega^2 x = 0, \quad (17)$$

где  $\gamma$  — коэф. затухания, а движение  $O$  представляет

собой затухающие колебания около положения равновесия:

$$x(t) = A \exp(-\gamma t) \cos(\omega t + \varphi). \quad (18)$$

В квантовой картине затухание колебаний  $O$  описывается неск. моделями, одна из к-рых базируется на гамильтониане

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m\exp(2\gamma t)} + \frac{m\omega^2 \hat{x}^2 \exp(2\gamma t)}{2}, \quad (19)$$

причём во всех моделях ср. значения координаты  $O$  описываются ф-лой (18), а для др. величин в рамках разных моделей имеются различия. Если на  $O$  действует внеш. периодическая (с частотой  $\Omega$ ) сила  $f \cos(\Omega t)$ , то возникают вынужденные колебания  $O$  на частоте вынуждающей силы, описываемые ф-лой

$$x(t) = \frac{f \cos(\Omega t + \varphi)}{m(\Omega^2 - \omega^2 + i\gamma\Omega)}, \quad \tan \varphi = \frac{2\gamma\Omega}{\Omega^2 - \omega^2}. \quad (20)$$

Резкое возрастание амплитуды вынужденных колебаний при сближении собств. частоты  $O$  и частоты вынуждающей силы наз. резонансом гармонич.  $O$ . Коэф. затухания определяет сдвиг фазы  $\varphi$  колебаний  $O$  по отношению к вынуждающей силе, равный  $0$  при отсутствии затухания и  $\pi/2$  и резонансе. Для квантового аналога  $O$  с затуханием также существует резонанс. Под влиянием внеш. силы  $f(t)$  квантовый  $O$  может переходить с одного уровня энергии ( $n$ ) на другие ( $m$ ). Вероятность этого перехода  $W_{nm}(t)$  для  $O$ . без затухания даётся ф-лой

$$W_{nm}(t) = \frac{n!}{m!} |\delta|^{n-m} \exp(-|\delta|^2) \{L_n^{m-n}(|\delta|^2)\}^2, \quad (21)$$

где  $\delta(t) = -i\hbar^{-1} \int_0^t f(t') \exp(i\omega t') dt'$ ,

$L_n^{m-n}$  — полиномы Лагерра (см. *Ортогональные полиномы*). Правила отбора для  $O$  определяются ненулевыми матричными элементами оператора координаты (дипольное приближение). Согласно ф-лам (13), (14), эти элементы отличны от нуля только для переходов между соседними уровнями, поэтому излучение  $O$  происходит на одной частоте (совпадающей с классической,  $\omega = \sqrt{k/m}$ ).

Если потенц. энергия  $O$  содержит члены типа  $\alpha x^4$ ,  $\beta x^6$  и т. д., то  $O$  наз. а н г а р м о н и ч е с к и м (нелинейным) и характер его движения радикально отличается от даваемого ф-лой (2). Если частота гармонич.  $O$  меняется со временем, то  $O$  наз. п а р а м е т р и ч е с к и м, для к-рого также характер колебаний отличен от (2), причём существуют новые явления, напр. параметрич. резонанс  $E$ .

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Квантовая механика*, 4 изд., М., 1989; и т. же, *Механика*, 4 изд., М., 1988, с. 207; Малкин И. А., Манакин В. И., *Динамические симметрии и квантовые состояния квантовых систем*, М., 1979.

В. И. Манько.

**ОСЦИЛЛЯЦИИ** элементарных частиц — периодический во времени и пространстве процесс вращения частиц определ. совокупности друг в друга. В простейшем случае  $O$  двух частиц  $A$  и  $B$  (илл. что то же самое,  $O$  в системе частиц  $A$  и  $B$ ) — периодич. процесс полного или частичного перехода  $A$  в  $B$  и обратно:  $A \leftrightarrow B$ .

Первый и наиб. хорошо изученный пример —  $O$  в системе нейтральных  $K$ -мезонов:  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ . Теоретич. предсказание и обсуждение эксперим. следствий  $O$ .  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  были даны А. Пайсом (A. Pais) и О. Пиччоли (O. Piccioni) в 1955 (э ф ф е к т П а й с а — П и ч ч о л и, обнаруженный и исследованный в 1957—61). В 1957 Б. М. Понтекорво высказал предположение о существовании др. пар нейтральных частиц, у к-рых не запрещены переходы частица — античастица и к-рые, следовательно, должны осциллировать. В этой связи предложены пока гипотетические  $O$ . мюоний — анти-

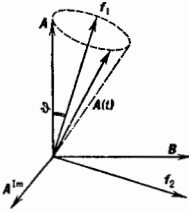
мюоний (связанные системы  $e^+ \mu^+$  и  $e^+ \nu$ ) и нейтрино-антинейтрино. В обоих случаях необходимым является взаимодействие, нарушающее сохранение лептонного числа. В 1962 г. Маки (S. Maeki), М. Накагава (M. Nakagawa) и С. Саката (Sh. Sakata) теоретически рассмотрели случаи О. нейтрино разных типов:  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ . В 1985 в протон-антипротонных соударениях коллобарающей УА1 в ЦЕРНе были обнаружены события, свидетельствующие об О. нейтральных  $B_s$ -мезонов:  $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$  (аналогов  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  для мезонов с  $b(\bar{b})$ - и  $s(\bar{s})$ -кварками). В 1987 в экспериментах на накопительном кольце  $e^+e^-$  в ДФН (детектор АРГУС) наблюдались эффекты О. мезонов, состоящих из  $b$ - и  $d$ -кварков,  $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$ . Должны существовать также О.  $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ , но ожидаемые эффекты очень малы (далеко за пределами чувствительности существующих экспериментов). Ведутся поиски О. нейтрон-антинейтрон, предсказываемых в теориях с нарушением сохранения барионного числа. Обсуждаются экзотич. каналы, такие, как фотон — аксион и др.

Осцилляции и смешивания частиц. О.  $A \leftrightarrow B$  есть следствие смешивания частиц  $A$  и  $B$ . В вакууме это смешивание выражается в том, что состояния  $|A\rangle$  и  $|B\rangle$  являются когерентными комбинациями двух состояний  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  с определенными, но различными массами  $m_1$  и  $m_2$  (сами  $A$  и  $B$  определенных масс не имеют):

$$\begin{aligned} |A\rangle &= \cos\theta |f_1\rangle + \sin\theta |f_2\rangle, \\ |B\rangle &= \cos\theta |f_1\rangle - \sin\theta |f_2\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Коэф. (1) выражены из условия ортонормированности, угол  $\theta$  наз. углом смешивания в вакууме (рис. 1). Согласно (1), смешивающиеся  $A$  и  $B$  состоят

рис. 1. Графическое представление смешивания и осцилляций. Состояниям с определенными массами и взаимодействиями сопоставляются два ортогональных базиса в действительных плоскостях  $(f_1, f_2)$  и  $(A, B)$ . Смешивание выражается в повороте базиса друг относительно друга на угол  $\theta$ . Эволюция состояния  $|A(t)\rangle$  описывается вращением единичного вектора  $A(t)$  по поверхности конуса с углом раствора  $\theta$ . Период вращения  $T = T_{\text{осц}}$ . Проекция  $A(t)$  на плоскость  $(A, B)$  равна амплитуде вероятности обнаружить частицу  $A$  в момент  $t$   $[A^m]$  соответствует мнимой части состояния  $|A(t)\rangle$ .



из одних и тех же компонент  $f_1$  и  $f_2$ , но различаются величинами их примесей, а также разностью фаз  $\Delta\phi$  между их состояниями. В  $|A\rangle$  составляющие  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  находятся в фазе  $\Delta\phi = 0$ , в  $|B\rangle$  — в противофазе  $\Delta\phi = \pi$ . Максимальное смешивание мезонов случ. когда  $\theta = 45^\circ$ ; при этом  $|A\rangle \equiv |B\rangle$  различаются только разностью фаз, примеси состояний  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  в них равны.

О. возникают в процессе эволюции сложного состояния, рожденного как состояние  $|A\rangle$  или  $|B\rangle$ , т. е. необходимым условием возникновения О. является рождение частиц  $A$  или  $B$  — «приготовление» одной из когерентных комбинаций (1). Частицы  $A$  и  $B$  рождаются и поглощаются в определ. взаимодействиях. Они характеризуются определ. различающимися квантовыми числами (ароматами  $F_A, F_B$ ), к-рые в этих взаимодействиях сохраняются. Поэтому в данной конкретной реакции рождается либо частица  $A$ , либо частица  $B$ . В этой связи состояния  $|A\rangle$  и  $|B\rangle$  наз. с собственными состояниями и взаимодействиями или состояниями с определ. ароматами. Напр., в случае  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  — это сильное взаимодействие, сохраняющее странность:  $F = S$ , причём  $S(K^0) = +1, S(\bar{K}^0) = -1$ . В случае  $O, \nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  нейтрино  $\nu_e$  или  $\nu_\mu$  рождаются в слабом взаимодействии, обуслов-

ленным заряженными токами, а ароматами являются электронное ( $L_e$ ) или мюонное ( $L_\mu$ ) лептонные числа:  $L_e(\nu_e) = 1, L_e(\bar{\nu}_e) = 0, L_e(\nu_\mu) = 0, L_e(\bar{\nu}_\mu) = 1$ .

Смешивание  $A$  и  $B$  (1) обусловлено дополнит. взаимодействием типа  $v \cdot \hat{A} \cdot \hat{B} + \text{с.с.}$ , переводящим  $A$  в  $B$  и наоборот (здесь  $v$  — параметр размерности массы в случае фермионов и квадрата массы в случае бозонов;  $\hat{A}, \hat{B}$  — операторы полей соответствующих частиц; с.с. — эрмитово-сопряжённый член). Это взаимодействие имеет вид недиагонального массового члена в гамма-матрице, и массовая матрица частиц  $A$  и  $B$  оказывается недиагональной. Следовательно,  $A$  и  $B$  действительно не име-

ют определ. масс; таковыми обладают новые состояния  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  — комбинации  $|A\rangle$  и  $|B\rangle$ , к-рые диагонализуют массовую матрицу [эти комбинации можно получить, разрезав систему (1) относительно  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$ ]. В результате диагонализации фиксируются массы частиц  $f_1$  и  $f_2$ , а также угол смешивания:  $\text{tg}(2\theta) \sim v$ . Состояния  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  часто наз. собственными состояниями и состояниями с массовой матрицей  $m$ . Вакуумное смешивание означает, т. о., несовпадение собств. состояний взаимодействий и собств. состояний массовой матрицы.

Дополнит. взаимодействие, приводящее к смешиванию, явно нарушает аромат (квантовые числа) частиц  $A, B$  и, как следствие этого, в процессе О. аромат не сохраняется. Для  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$   $|\Delta S| = 2$ , для  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$   $|\Delta L_e| = 1, |\Delta L_\mu| = 1$  и т. д.

Основные параметры осцилляций. О. возникают в процессе эволюции в пространстве-времени смешивающихся состояний (1). Говорят об О. аромата (странности, красоты, чисел  $L_e, L_\mu$  и др.) в данном смешанном состоянии.

Распространение частицы, рожденной, напр., как  $A$ , описывается суперпозицией двух волновых пакетов, соответствующих состояниям  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$ . Именно  $|f_1\rangle$ , являясь собств. состоянием гамма-матрицы в вакууме, обладают определенными энергиями и фазовыми скоростями, они эволюционируют независимо, и доли их примесей сохраняются. Из-за различия в массах пакеты  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  имеют разные фазовые скорости:  $v_i = \dot{\phi}_i / p_i$ , где  $\dot{\phi}_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$ ,  $p_i$  и  $m_i$  — соответственно полная энергия, импульс и масса частицы  $f_i$  (принята система единиц, в к-рой  $c = 1$ ). Поэтому в процессе распространения разность фаз между  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  будет изменяться. Если пакеты достаточно короткие, то разность фаз в любой точке пакетов примерно одинавова и равна разности фаз соответствующих плоских волн:  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ , где  $\phi_i = \dot{\phi}_i t - p_i x$ . Состояние, рожденное как  $|A\rangle$ , в произвольный момент времени  $t$  имеет вид

$$|A(t)\rangle = \cos\theta |f_1\rangle + \sin\theta |f_2\rangle e^{i\phi_2(t)}. \quad (2)$$

Разности фазовых скоростей и фаз можно оценить, полагая, напр., что импульсы частиц  $f_1$  и  $f_2$  одинаковы:

$$\begin{aligned} \Delta\phi(t) &= \Delta\dot{\phi} t = (\dot{\phi}_1 - \dot{\phi}_2) t = \\ &= \begin{cases} \Delta m \cdot t & \text{при } p \ll m, \\ \frac{\Delta m^2}{2p} t & \text{при } p \gg m, \end{cases} \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\Delta m = m_1 - m_2$ ,  $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ . Монотонный рост со временем разности фаз  $\Delta\phi$  и приводит к О. Действительно, в нач. момент  $|A(0)\rangle = |A\rangle$ , но при  $t \neq 0$   $|A(t)\rangle \neq |A\rangle$  и  $\langle B | A(t)\rangle \neq 0$ , т. е. в  $|A(t)\rangle$  появляется примесь  $|B\rangle$ . Это процесс периодический: к моменту  $t = T_{\text{осц}}$  определяемому условием  $\Delta\phi(T_{\text{осц}}) = 2\pi$ , система (осциллирующие частицы) окажется в исходном состоянии  $|A\rangle$ . Согласно (3), период О. равен

$$T_{\text{осц}} = \begin{cases} \frac{2\pi}{\Delta m} & \text{при } p \ll m, \\ \frac{4\pi p}{\Delta m^2} & \text{при } p \gg m. \end{cases} \quad (4)$$

Расстояние, на к-ром система возвращается к исходному состоянию, наз. длиной осцилляций  $l_{осц}$ . В обоих случаях (нерелятивистском и релятивистском)

$$l_{осц} = v T_{осц} = \frac{4\pi r}{\Delta m^2}, \quad (5)$$

где  $v$  — групповая скорость пакетов.

Макс. отличие состояния  $|A\rangle$  от исходного наблюдается в моменты времени  $t_n$ , когда  $\Delta\Phi(t_n) = \pi + 2\pi n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), при этом вероятность обнаружить частицу  $B$  определяет г л у б и в о с ц и л л я ц и й:

$$a = |\langle B | A(t_n) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta). \quad (6)$$

Вероятность обнаружить частицу  $A$  в произвольный момент  $t$  равна:

$$P_{A \rightarrow A}(t) = \bar{P} + \frac{1}{2} a \cos \frac{2\pi t}{T_{осц}}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{1}{2} (P^{макс} + P^{мин}) = \frac{1}{2} [1 + (1 - a)] = \\ &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \end{aligned} \quad (8)$$

ср. значение, или вероятность, усреднённая по периоду (рис. 2). Выражение (7) может быть переписано в наб. часто используемом виде

$$P_{A \rightarrow A}(t) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \frac{\pi x}{l_{осц}} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \frac{\pi x}{l_{осц}} \quad (9)$$

( $x$  — расстояние от точки рождения частицы  $A$  до точки наблюдения). Вероятность перехода  $A \rightarrow B$  равна  $P_{A \rightarrow B} = 1 - P_{A \rightarrow A}$ .

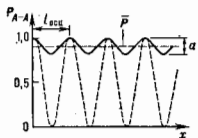


Рис. 2. Пространственная картина осцилляций. Зависимость от расстояния  $x$  вероятности обнаружить частицу исходного типа: сплошная линия — малое смешивание; пунктир — максимальное смешивание.

Глубина  $O$ .  $a$  и ср. вероятность  $\bar{P}$  определяются только углом  $\theta$ , причём в случае макс. смешивания глубина наибольшая:  $a = 1$ ,  $\bar{P} = 1/2$ .

$O$ . являются по существу интерференц. эффектом. Компоненты  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$ , составляющие  $|A\rangle$ , могут быть разложены в соответствии с (1) по состояниям  $|A\rangle$ ,  $|B\rangle$  с опред. ароматами. Т. о. возникают две волны  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  от  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$ , имеющие одинаковый аромат, но разные фазовые скорости. Эти волны интерферируют, и результат интерференции определяет амплитуду вероятности обнаружить частицу  $A$  в состоянии  $|A(t)\rangle$ . Из-за различия в фазовых скоростях волн характер интерференции изменяется от максимально конструктивной в моменты  $t = n \cdot T_{осц}$  до максимально деструктивной при  $t = (1/2 + n) \cdot T_{осц}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$  Аналогично описывается  $O$ .  $F_B$ -аромата.

Если область генерации частиц или размеры детектора превышают  $l_{осц}$  или если энергетич. разрешение установки невелико:  $\Delta E/E > l_{осц}/r$ , где  $r$  — расстояние от источника до детектора, то происходит усреднение  $O$ . и измерения дадут  $P = \bar{P}$ . Это усреднение имеет квантовомеханич. природу и соответствует потере когерентности между  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$ , к-рая может быть связана либо с большими размерами волновых пакетов, либо с тем, что разность фаз  $\Delta\phi$  оказывается случайной величины. (В первом случае в разных точках пакетов  $\Delta\phi$  принимает значения от 0 до  $\Delta\Phi_m \gg 2\pi$ .) Интерференция волн  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  при этом исчезает.

Обобщения. Аналоги осцилляций. Выделяют два типа осцилляций:  $O$ . частица — античастица ( $A \leftrightarrow \bar{A}$ ) с изменением аромата на двойку, т. е.  $|\Delta F| = 2$ ;  $O$ . частиц с разными ароматами, когда  $|\Delta F_A| = |\Delta F_B| =$

$= 1$ . Для  $A \leftrightarrow \bar{A}$  реализуется случай макс. смешивания. Это связано с тем, что в силу теоремы  $CPT$  диагональные элементы массовой матрицы, т. е. амплитуды переходов  $A \rightarrow A$  и  $\bar{A} \rightarrow \bar{A}$ , одинаковы. К указанному типу относят  $O$ .  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ,  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ ,  $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ , мюоний — антимюоний и др. Взаимодействие осциллирующей системы с веществом и внеш. полями устраняет равенство диагональных элементов, и смешивание становится не максимальным.

Для  $O$ . второго типа, по-видимому, типично малое смешивание, как это имеет место для кварков, а следовательно, и малая глубина  $O$ . Такая ситуация может реализоваться для нейтрино:  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ,  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ .

$O$ . имеют ряд аналогов в др. областях физики, прежде всего в механике. По существу это биеция в системе слабосвязанных осцилляторов, напр. маятников. Колебания одного маятника соответствуют распространению частицы  $A$ , колебания другого — распространению частицы  $B$ . Связь между осцилляторами эквивалентна взаимодействию, переводящему  $A$  в  $B$ . Периодич. передача колебаний от одного маятника другому и есть аналог  $O$ . Осцилляции аналогичны таким явлениям, как вращение плоскости поляризации света в оптических активных средах, прецессия спина частиц в магн. поле и др.

В случае смешивания трёх и более частиц (напр., трёх нейтрино  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) осцилляц. вероятности оказываются суперпозициями трёх и более периодич. ф-ций (9). С прктич. точки зрения важной характеристикой является наб. возможное подавление потока исходных частиц в результате усреднения  $O$ . Минимизация вероятности  $\bar{P}_{A \rightarrow A}$  по углам смешивания даёт для системы  $N$  частиц:

$$\bar{P}_{A \rightarrow A}^{мин} = \frac{1}{N}.$$

Если при смешивании  $CP$ -чётность сохраняется, то вероятности осцилляц. переходов для частиц и античастиц совпадают:  $\Delta P = P_{A \rightarrow B} - P_{\bar{A} \rightarrow \bar{B}} = 0$ . Нарушение  $CP$ -инвариантности связано с появлением комплексной фазы  $\epsilon^{ij}$  в матрице смешивания. При этом разность вероятностей  $\Delta P \sim \sin 2\theta$  отлична от нуля.

Осцилляционные эксперименты.  $O$ . непосредственно проявляются в том, что в нукле частиц, состоящем первоначально на частиц  $A$ , в процессе его распространения периодически появляются и исчезает примесь частиц  $B$ . Детекторы, расположенные на разных расстояниях от источника  $A$ , будут регистрировать разные примеси  $B$  и соответственно разное подавление исходного  $A$ -потока (рис. 2). При фиксиров. расстоянии источник — детектор и непрерывном энергетич. спектре частиц  $O$ . приводит к появлению квазипериодич. структуры на спектре частиц  $A$  вследствие зависимости длины  $O$ . от энергии [см. (5)].

Картина  $O$ . искажается, если одна или обе частицы  $f_1$  и  $f_2$  распадаются, как это имеет место, напр., для  $K^0, \bar{K}^0$ -мезонов. Распад в осциллирующем состоянии (2) описывается дополнит. факторами  $\exp(-\Gamma_i t/2)$  перед  $|f_i\rangle$ , где  $\Gamma_i$  — ширина распада частицы  $f_i$ . Это приводит к экспоненц. затуханию  $O$ .:  $\bar{P}$  и  $a$  уменьшаются.

Др. фактор, влияющий на  $O$ . — расхождение волновых пакетов  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  из-за различия их групповых скоростей. В процессе движения пакеты смещаются друг относительно друга и, т. к. они имеют конечные размеры, их перекрытие уменьшается, соответственно уменьшается глубина  $O$ . При полном расхождении пакетов  $O$ . исчезает.

Параметры  $O$ . — глубина, ср. вероятность и длина — зависят от  $\Delta m(\Delta m^2)$  и  $\theta$  [см. (3), (4), (6)]. Поэтому исследование осцилляц. эффектов является методом измерения разностей масс (кватратов масс) и углов смешивания. Отрицат. результат поиска  $O$ . в предельных случаях может означать, что либо малое смешивание и гл-

бина  $O$ . меньше чувствительности эксперим. установки, либо мала разность масс (квадратов масс), так что длина  $O$ . много больше расстояния источник — детектор и  $O$ . не успевает развиться. Эксперимент при этом даёт ограничения сверху на  $\Delta m (\Delta m^2)$  и  $\sin^2 2\theta$ . Поскольку  $O$ . являются эффектом нарушения определённых квантовых чисел, их поиск есть метод исследования взаимодействий, нарушающих эти числа.

**Осцилляции в веществе.** Среда изменяет эволюцию системы смешанных частиц. В случае  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  это эффект когерентной регенерации  $K_S^0$ -мезонов  $\nu$ , описанный Пайсом и Питчони (в той же работе, в  $K$ -рой были предсказаны  $O$ .  $K^0$ -мезонов) и затем детально исследованный в эксперименте. В 1977 Л. Вольфштейн (L. Wolfenstein) рассмотрел аналогичный эффект для нейтрино.

Влияние среды связано с упругим рассеянием на нулевой угол осциллирующих частиц  $A$  и  $B$  на компонентах среды. Такое рассеяние сводится к появлению  $\nu$  волн, описывающих движение  $A$  и  $B$ . показателем преломления, а следовательно, к изменению их фазовых скоростей. Среда модифицирует  $O$ . если рассеяние частиц  $A$  и  $B$  различно. В этом случае между волнами  $A$  и  $B$  появится разность фаз, а также будут осуществляться переходы между состояниями с определ. массами  $|f_1\rangle \leftrightarrow |f_2\rangle$ . Амплитуды этих переходов пропорц. разности амплитуд рассеяния частиц  $A$  и  $B$ . Это означает, что  $|f_1\rangle$  и  $|f_2\rangle$  в среде уже не являются собств. состояниями гамма-топона и сами осциллируют. Смешивание  $|A\rangle$  и  $|B\rangle$  в среде следует определять по отношению к собств. состояниям  $|f_i^0\rangle$  [аналогично тому, как это было сделано в (4)] гамма-топона для данной среды с учётом взаимодействий, поскольку именно  $|f_i^0\rangle$  обладают определёнными фазовыми и групповыми скоростями. Т. к. в среде  $f_i^0 \neq |f_i\rangle$ , то угол смешивания в веществе  $\theta_m$  будет отличен от  $\theta$ . В однородной среде  $|f_i^0\rangle$  эволюционируют независимо, переходов  $|f_i^0\rangle \leftrightarrow |f_j^0\rangle$  нет (т. е. доли их примесей не меняются). Поэтому качественная картина  $O$ . оказывается такой же, как в вакууме, но с изменёнными параметрами: в выражениях для  $a$  и  $\bar{P}$  вакуумный угол  $\theta$  следует заменить на  $\theta_m$ . В зависимости от знаков разности амплитуд и  $\Delta m$ , величин плотности вещества и энергии среда может как усиливать, так и ослаблять  $O$ .

Т. о., общим условием возникновения  $O$ . является рождение состояний, представляющих собой суперпозицию (когерентную смесь) двух или неск. невырожденных собств. состояний гамма-топона для данной среды  $|f_i^0\rangle$  (при этом наличие частиц с ненулевыми массами не обязательно).  $O$ . в данном состоянии  $|A\rangle$  происходит относительно  $|f_i^0\rangle$ . (В вакууме состояния  $|f_i^0\rangle$  совпадают с состояниями, имеющими определ. массы:  $|f_i^0\rangle = |f_i\rangle$ .) Глубина  $O$ . есть мера несовпадения  $|A\rangle$  с одним из собств. состояний гамма-топона; длина  $O$ . обратно пропорц. разности собств. значений  $|f_i^0\rangle$ .

В среде с изменяющейся на пути частиц плотностью возникают качественно новые эффекты: в процессе распространения частиц изменяются и глубина  $O$ . и их ср. значение (см. *Резонансная конверсия нейтрино*). Там: P. A. R. S. L. O. O., Note on the decay and absorption of the  $\nu$ , Phys. Rev., 1958, v. 100, p. 1487; Марков А. М., Гипероны и  $K$ -мезоны, М., 1958; Вилевский С. М., Понтекорво В. Е. М., Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино, УФФ, 1977, т. 123, с. 181; Окумури Т. В., Итогути и Кавари, 2 изд. М., 1980; Уравайдзэ Н. Г., Хосэ В. А., Смешивание нуклонов в слабых взаимодействиях, УФФ, 1985, т. 146, с. 507. А. Ю. Смирнов.

**ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗОНДАЙМЕРА** — периодич. зависимость кинетич. характеристик (коэф. электропро-

водности  $\sigma$ , теплопроводности  $\chi$ , термоэлектрич. коэф.) в тонких слоях проводника от магн. поля  $H$ . Предсказаны в 1950 Э. Зондаймером.  $O$ . З. связаны с фокусирующей ролью магн. поля. Пучок электронов с одинаковой энергией  $\epsilon$  в проекции импульса  $p$  на направление  $H$  ( $p_H$ ) «стартовал» из одной точки поверхности в глубь образца и движется по спиральной траектории, собирается в точке на противоположной поверхности, если электроны пройдут толщину образца ( $d$ ) за время цикла ( $N$ ) периодов обращения в магн. поле  $2\pi/\omega_c$  ( $\omega_c$  — циклотронная частота), т. е. имеет место соотношение

$$d = N \frac{c}{eH} \frac{\partial S}{\partial p_H} \cos \alpha. \quad (*)$$

Здесь  $\alpha$  — угол, образуемый вектором  $H$  и нормалью  $n$  к поверхности пластины (рис. 1),  $e$  — элементарный заряд,  $S$  — площадь сечения ферми-поверхности (ФП) плоскостью  $p_H = \text{const}$ . В вольтовых металлах это условие обеспечивает максимальные  $\sigma$  и  $\chi$ . Условие (\*) будет вновь выполнено, если поле  $H$  изменится на величину

$$\Delta H = \frac{c}{ed} \frac{\partial S}{\partial p_H} \cos \alpha,$$

к-рой является периодом осцилляции.

Амплитуда осцилляции, напр.  $\sigma_{osc}$ , в сильном поле (радиус кривизны электронных орбит  $r \ll d$ ) убывает с увеличением поля  $H$ . Вклад в  $\sigma_{osc}$  электронов из окрестности т. н. оных точек ФП и электронов с экстремальным значением  $\partial S / \partial p_H \rightarrow (\partial^2 S / \partial p^2 H = 0)$  пропорционален  $H^{-4}$  и  $H^{-3/2}$ . Если грани пластины совпадают с плоскостью симметрии кристалла, то амплитуда  $O$ . З. тем больше, чем выше степень диффузности отражения электронов, т. е. степень несовершенства поверхности проводника. При чисто зеркальном отражении импульсы электронов — падающего ( $p$ ) и отражённого ( $p'$ ) граничной образца — скореллированы и удовлетворяют условию

$$\epsilon(p) = \epsilon(p'); \quad [np] = [np'].$$

В этом случае  $O$ . З. возможны лишь при многоканальном отражении, когда есть неск. неэквивалентных состояний для отражённого электрона.  $O$ . З. при этом формируют также электроны с  $p_H$ , при к-рых изменяется число каналов зеркального отражения.

Для электронов на открытых сечениях ФП следует учитывать дрейф электронов в плоскости, перпендикулярной  $H$ , к-рый не зависит от  $p_H$ . При  $\alpha = \pi/2$  только электроны с открытыми траекториями формируют  $O$ . З. Их смещение в глубь образца за период одинаково во всём слое открытых сечений ФП, и все они участвуют в формировании  $O$ . З. Амплитуда  $O$ . З. не зависит от  $H$  и тем больше, чем выше степень зеркальности отражения электронов (при зеркальном отражении амплитуда в  $l/d$  раз больше, чем при диффузном, где  $l$  — длина свободного пробега электронов).

По периоду осцилляции  $\Delta H$  можно определить величину  $\partial S / \partial p_H$  для электронов, формирующих  $O$ . З., а по величине амплитуды — вероятность зеркального отражения их при разл. углах падения на поверхность проводника.

В проволоках и поликристаллич. образцах амплитуда  $O$ . З. значительно меньше, чем в монокристаллич. пластинах. В проволоках с овальным поперечным сечением (рис. 2, а)  $O$ . З. формируют электроны, дрейфующие вдоль хорды экстремального поперечного сечения ФП, и амплитуда  $O$ . З. в  $(d/r)^{1/2}$  раз меньше, чем в пластинах. В ограниченных проволоках за  $O$ . З. ответственные лишь электроны, дрейфующие вдоль хорд излома поперечного сечения образца (рис. 2, б). Это позволяет изучать рассеивающие свойства локальных участков

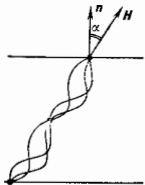


Рис. 1. Траектория электронов с фокусирующими магнитным полем.

поверхности проводника. В поликристаллах амплитуда  $O. \Delta$  уменьшается за счёт усреднения по различным кристаллограф. ориентациям кристаллитов, а период  $O. \Delta$  определяется абс. экстремумом  $\delta S / \delta \rho_{\text{H}}$  при

Рис. 2. Поперечные сечения овальной (а) и угриной (б) проволоки; осциллирующий зонд образует электронные дрейфовые вольды экстремальной хорды  $d$  и вольды хорды излома  $d_1, d_2, d_3$  параллельных  $H$ .



всезамозможных ориентациях  $H$ . Исключением являются лишь щелочные металлы, ФП к-рых близка к сфере. В этом случае амплитуда  $O. \Delta$  в моно- и поликристаллах практически не различима.

$O. \Delta$  впервые наблюдались в тонких ( $d \ll l$ ) проволоках В. Они используются для уточнения энергетич. спектра электронов проводимости. Возможность разделить вклады в  $O. \Delta$  электронов с близкими характеристиками при  $r \ll d$  позволяет изучать локальные изменения геометрии ФП, вызванные, напр., давлением.

При распространении звуковых или эд.-магн. волд сквозь тонкий проводник  $O. \Delta$  наблюдаются даже в тех случаях, когда размерный эффект в статич. электропроводности отсутствует. В условиях аномальной скин-эффекта  $O. \Delta$  могут быть усилены за счёт возникновения слабоатомных волд.

Лит.: Reuter G., Sondheimer E., The theory of the anomalous skin effect in metals, Proc. Roy. Soc., 1948, v. A195, p. 336; Feinberg A., The influence of a transverse magnetic field on the conductivity of thin metallic films, Phys. Rev., 1950, v. 80, p. 401; Babiskin J., Siebelmann P., New type of oscillatory magnetoresistance in metals, Phys. Rev., 1957, v. 107, p. 1249; см. также лит. при ст. Разгерые эффекты. В. Г. Песчанский.

**ОСЬ АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА** — выделенное направление в антиферромагнетике, коллинеарно к-рому направлены намагниченности магн. подрешёток в осн. состоянии. Направление  $O. a$  в кристалле определяется энергией магн. анизотропии. В кристаллах высокой симметрии может существовать неск.  $O. a$  (см. Антиферромагнетизм).

**ОСЬ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ** — направление в кристалле, в к-ром ориентирован вектор намагниченности  $M$  магн. домена в отсутствие внеш. магн. поля  $H$  при термодинамич. равновесии.  $O. l$  н. определяют из условия минимума энергии магнитной анизотропии (МА). Направление, в к-ром энергия МА максимальна, наз. осью трудного намагничивания.  $O. l$  н. является двусторонней, т. е. вектор  $M$  может быть ориентирован вдоль осн как в положительн., так и в отрицат. направлении. В кристаллах достаточно высокой симметрии может быть неск. эквивалентных  $O. l$  н. (так, в кристаллах кубич. симметрии имеются три эквивалентные  $O. l$  н. — трёхосная анизотропия). Кроме того, могут быть неэквивалентные  $O. l$  н. для гексагональных, тетрагональных и ромбоэдрич. кристаллов часто используют термины «лёгкая ось» и «лёгкая плоскость» ( $M$  лежит в базисной плоскости), поскольку анизотропия четырёх- и шестого порядков в базисной плоскости обьчно мала.

Количественной характеристикой «трудности» намагничивания является поле анизотропии  $H_A$  — значение поля  $H$ , при к-ром намагниченность достигает максимума в трудном направлении. В магнитно-жестких редкоземельных соединениях  $H_A$  достигает  $10^5$ – $10^6$  Э.

Существование  $O. l$  н. может быть обусловлено дипольными взаимодействиями или анизотропией электрич. поля кристалла, ориентрующего орбитальные моменты электронов относительно кристаллограф. осей. Спин-орбитальное взаимодействие стремится расположить спиновые моменты коллинеарно орбитальным. В случае незаморозенных орбитальных моментов (ред-

коземельные элементы) энергия МА определяется непосредственно *внутрикристаллическим полем*. При «замороженных» орбитальных моментах (в магнетиках, в к-рых ионы имеют недоразрешенные электронные  $d$ -оболочки) она связана и с величиной спин-орбитального взаимодействия.

В нек-рых магнетиках, обладающих сложной магнитной атомной структурой, направление  $O. l$  н. может изменяться с темп.-рой. Так, напр., в соединениях  $RCO_3$  ( $R$  — редкоземельный металл) наблюдаются т. н. ориентационные фазовые переходы, при к-рых  $O. l$  н. выходит из плоскости базиса и располагается по гексаго-

Ось лёгкого намагничивания некоторых  $3d$ - и  $4f$ -магнитных металлов

Сигнотия	Кубическая	Гексагональная		
Металл . . .	Fe, Ni	Co, Gd, Er, Tm	Tb, Ho	Dy
$O. l$ н. . . .	[100] [111]	[0001], т. е. ось $c$	[2130] ось $b$	[1010] ось $a$

нальной оси  $c$ . Этот эффект связан с конкуренцией констант анизотропии магн. подрешёток  $Co$  и редкоземельного металла.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1974; Кричич Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985, с. 154; Современная кристаллография, т. 4 — Физические свойства кристаллов, М., 1981. Ю. П. Ирихин.

**ОТБОРА ПРАВИЛА** — устанавливают допустимые квантовые переходы между уровнями энергии квантовой системы (атома, молекулы, кристалла, атомного ядра, элементарной частицы) при изложении на неё внеш. возмущения. Если состояния системы характеризуются с помощью квантовых чисел, то  $O. п.$  определяют их возможные изменения при квантовых переходах рассматриваемого типа. Математически  $O. п.$  определяют отличные от нуля матричные элементы гамильтониана возмущённой системы в базисе собств. ф-ций невозмущённой системы и являются следствием инвариантности гамильтониана (или лагранжиана) относительно преобразований группы симметрии системы и соответствующих сохранённых законов. В частности,  $O. п.$  для электрич. дипольных переходов в атоме или молекуле определяют ненулевые матричные элементы оператора взаимодействия дипольного момента системы  $d$  с электрич. вектором  $E$  эд.-магн. поля в базисе собств. ф-ций гамильтониана невозмущённой системы, а т. к.  $E$  не зависит от внутр. параметров системы,  $O. п.$  определяют ненулевые матричные элементы дипольного момента системы.  $O. п.$  вводят и в случае приближённого описания системы; при этом они устанавливают, для каких переходов матричные элементы точного гамильтониана в базисе приближённых волновых ф-ций отличны от нуля.

Различают строгие и приближённые  $O. п.$  Квантовый переход наз. запрещённым, если нарушается хотя бы одно  $O. п.$  Строгие  $O. п.$  обусловлены симметрией системы и строгими законами сохранения и налагают абс. запреты на квантовые переходы. Приближённые  $O. п.$  характеризуют переходы между уровнями энергии, к-рые описываются приближёнными законами сохранения. Квантовое число полного угл. момента атома ( $J$ ) или молекулы ( $F$ ) является точным, т. к. полный угл. момент является инвариантом группы вращения, поэтому  $O. п.$  для  $J$  (или  $F$ ) — строгие. В случае электрич. дипольных переходов возможны изменения квантовых чисел:  $\Delta J = J - J' = 0, \pm 1$  и  $\Delta M = M - M' = 0, \pm 1$  (где  $J, J'$  — квантовые числа полного момента атома в начальном и конечном состояниях,  $M, M'$  — квантовые числа проекции полных моментов на к.-л. ось). Для электрич. квадрупольных переходов  $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$  ( $J + J' \geq 2$ ),  $\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$ .

В случае, когда не учитываются слабые взаимодействия,  $O. п.$  по чётности состояний (+ ↔ − для электрич. дипольных переходов и + ↔ + и − ↔ − для электрич. квадрупольных переходов и т. д.) также являются стро-



гнии. О. п. нарушаются в сильных внеш. полях за счёт поляризуемости атома или молекулы или при многофотонном поглощении (см. *Многочисленные процессы*).

Для атома существуют и др. строгие О. п. Для электрич. переходов разл. мультипольности  $\kappa$  изменение орбитального квантового числа  $\Delta l = 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa (l + 1 + l' + \kappa - \text{чётное число}; l \text{ и } l' - \text{орбитальные квантовые числа атомного электрона в начальном и конечном состояниях})$ , для магн. переходов  $\Delta l = 0, \pm 1, \dots, \pm (\kappa - 1) (l + l' + \kappa - \text{нечётное число})$ . Для электрич. дипольных переходов  $\Delta l = \pm 1$ , т. е. такие переходы возможны между конфигурациями разл. чётности (правило Лапорта), а для электрических квадрупольных переходов  $\Delta l = 0, \pm 2$  (за исключением переходов  $ns \rightarrow n's$ ). О. п. для проекции полного момента важны для определения поляризации спектральных линий испускания.

В атомах, где осуществляется приближённый тип связи, квантовые переходы подчиняются приближённым О. п. Так, в случае LS-связи кроме перечисленных должны выполняться след. О. п.: для электрич. переходов

$$\Delta L = 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa, L + L' \geq \kappa, \\ \Delta S = 0;$$

для магн. переходов

$$\Delta L = 0, \pm 1, \dots, \pm (\kappa - 1), L + L' \geq \kappa - 1, \\ \Delta S = 0, \pm 1, \dots, \pm (\kappa - 1), S + S' \geq \kappa - 1.$$

В случае электрич. дипольных переходов  $\Delta L = 0, \pm 1$  (исключая переходы  $S \rightarrow S'$ ) и  $\Delta S = 0$ . Для электрич. квадрупольных переходов  $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2 (L + L' \geq 2)$ , т. е. переходы между двумя S-уровнями ( $L = L' = 0$ ) и между S- и P-уровнями ( $L = 0, L' = 1$ ) запрещены. О. п. по спину S и S' одно и то же для всех электрич. переходов разл. мультипольности; оно разрешает переходы лишь между уровнями одинаковой мультипольности. Вероятность магн. дипольного перехода в  $\kappa^2 = = (137)^{-2}$  раз меньше вероятности электрич. дипольного перехода той же частоты.

О. п. имеют место и для переходов между состояниями в атомных системах с др. типами связей (LK-, jK-, jj-связи и др.). Нарушение О. п. обусловлено магн. взаимодействием, гл. обр. *спин-орбитальным взаимодействием* (см., напр., *Интеркомбинационные квантовые переходы*).

В молекулах чисто вращательные переходы подчиняются О. п. для изменения проекции полного угл. момента (характеризуется квантовым числом K) на выделенную ось симметрии молекулы. Так, для молекул типа жёсткого симметричного вольца  $\Delta K = 0$  в поглощении. Однако центробежное искажение и эффекты колебательно-вращат. взаимодействия (*вибронного взаимодействия*) существенно ослабляют это О. п. В частности, в спектрах молекул симметрии  $C_{2v}$  в осн. состоянии разрешаются переходы с  $\Delta K = \pm 3, \pm 6$  т. д. (вероятность переходов с  $\Delta K = \pm 6$  в 4 порядка меньше, чем переходов с  $\Delta K = \pm 3$ ), а в вырожденных вибронных состояниях возможен и переходы с  $\Delta K = \pm 1, \pm 2$  т. д. Для молекул типа асимметричного вольца О. п. по  $\Delta K$  теряют смысл.

Для чисто колебат. переходов как в поглощении (в испускании), так и при *комбинационном рассеянии* (св. гармонические квантовые числа  $v$  и  $i$  могут изменяться на  $\pm 1$  (осн. полоса), но при учёте механич. и эл.-оптич. ангармонизма колебаний молекулы становится разрешёнными и переходы с высокими значениями  $v$  и  $i$  (обертон. суммарные и разностные полосы).

В общем случае многоатомной молекулы электронные уровни энергии могут классифицироваться только по типу симметрии соответствующей точечной или переставочно-инверсионной группы (см. *Симметрия молекул*) и по спину. Переход между электронными

уровнями энергии типов симметрии  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  разрешён, если прямое произведение  $\Gamma_1 \times \Gamma_2$  содержит тип симметрии дипольного (или квадрупольного) момента молекулы. Т. к. электрич. дипольный момент молекулы не зависит от спина, при электрич. дипольном переходе спин электрона не меняется (интеркомбинац. запрет). Однако, как и в атоме, спин-орбитальное взаимодействие снимает этот запрет. В частности, переходы на первое возбуждённого триплетного состояния в основном приводят к возникновению *флуоресценции*. При наличии вибронного взаимодействия О. п. можно определять только для переходов между вибронными состояниями.

Дипольные электронные переходы в линейных молекулах подчиняются О. п.  $\Delta \Lambda = 0, \pm 1$  ( $\Lambda$  — квантовое число проекции полного орбитального момента на ось молекулы). Если при электронном переходе молекула изгибается (линейно-изогнутые переходы), то могут возникать вращат. переходы с  $\Delta K > 0$ .

Лит.: Никитин А. А., Рудынский З. Б., Основы теории спектров атомов и молекул, М., 1983; Гердберг Г. Э., Электронные спектры и строение многоатомных молекул, М., 1969.

М. Р. Ахмед, В. П. Шемалко.

О. п. для элементарных частиц распределяются на группы, соответствующие свойствам симметрии разл. типов взаимодействий: сильного, эл.-магн., слабого. Сохранение электрич. заряда, энергии, импульса и полного угл. момента системы является точным для всех типов взаимодействий. В перечисленных взаимодействиях сохраняются также *барионное число*  $B$  ( $\Delta B = 0$ ) и, по-видимому, три типа *лептонных чисел*  $L$  — электронное  $L_e$ , мюонное  $L_\mu$  и тау-лептонное  $L_\tau$  ( $\Delta L_e = \Delta L_\mu = \Delta L_\tau = 0$ ). (О возможном несохранении лептонных чисел, проявляющемся в нейтринных осцилляциях, см. *Нейтрино*.)

Следствием *изотопической инвариантности* сильного взаимодействия являются О. п. по изотопии, спину:  $\Delta I = 0, \Delta I_3 = 0$  для переходов, вызываемых этим взаимодействием. Всякая система адронов может быть однозначно представлена в виде суперпозиции состояний, имеющих определ. значение  $I$ , т. е. разложена по неприводимым представлениям изотопич. группы. Если в различных начальном и конечном состояниях системы имеются совпадающие неприводимые представления (т. е. одинаковыми  $I$ ), то реакция разрешена. В дополнение к правилам  $\Delta I = 0, \Delta I_3 = 0$  существуют ограничения, связанные с обращением в нуль *Клебша — Гордана коэффициентов*. Так, напр., в реакции распада  $\rho$ -мезона ( $I = 1, I_3 = 0$ ) на два  $\pi$ -мезона в различении конечного состояния имеются неприводимые представления с  $I = 0, 1, 2$ . Наличие представления с  $I = 1$  делает распад возможным. Однако из двух непротиворечащих правилу  $\Delta I_3 = 0$  состояний —  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^0\pi^0$  — осуществляется лишь первое, т. к. коэф. Клебша — Гордана обращаются для второго на них в нуль. Изотопич. инвариантность нарушается эл.-магн. и слабыми взаимодействиями.

Сильное и эл.-магн. взаимодействия сохраняют пространственную чётность  $P$  (см. *Чётность*) и *зарядовую чётность*  $C$ . Сохранение  $G$ -чётности в сильном взаимодействии является следствием изотопич. инвариантности и сохранения зарядовой чётности.

В сильном и эл.-магн. взаимодействиях сохраняются кварковые *ароматы*, откуда следуют строгие О. п. для *странности, очарованья, прелести* и аромата  $i$ -кварка (пока экспериментально не открытого):  $\Delta S = 0, \Delta C = 0, \Delta b = 0, \Delta i = 0$ .

В слабом взаимодействии, не сохраняющем по отдельности ни  $P$ -, ни  $C$ -чётности, имеется приближённое сохранение  $CP$ -чётности (см. *CP-инвариантность*) (степень нарушения  $CP$ -чётности в распадах  $K$ -мезонов составляет ок.  $10^{-8}$ ).

Слабое взаимодействие, вызываемое *заряженным током*, либо изменяет на единицу странность, очарование и прелесть:  $\Delta S = \pm 1, \Delta C = \pm 1, \Delta b = \pm 1$  квантовых

систем, либо не меняет их, если ни в начальном, ни в конечном состояниях не присутствует кварк с соответствующим ароматом. Слабое взаимодействие, вызываемое нейтральным током, не меняет ароматы. Указанные О. п. естеств. образом вытекают из представлений о кварковом составе адронов и общей структуре слабого взаимодействия. В осцилляциях каонов, в к-рых странность меняется на две единицы, требуется участие двух  $W$ -бозонов; в этом смысле во взаимодействии дважды участвует заряд. ток.

В полунтоновых распадах частиц, происходящих без изменения странности, справедливы О. п.:  $\Delta Q = -\Delta I_3 = \pm 1$ ,  $|\Delta I| = 1$ , где  $\Delta Q$  — изменение эл. заряд. адронов. В распадах с изменением странности  $\Delta Q = \Delta S = \pm 1$ ,  $\Delta I_3 = 1/2$ ,  $|\Delta I| = 1/2$ . Эти О. п. вытекают из постулатов теории Кабиббо (см. *Аксиальный ток частичное сохранение. Векторного тока сохранение*).

В моделях великого объединения неизбежны взаимодействия, нарушающие сохранение барионного и лептонного чисел. Однако в модели, основанной на калибровочной группе  $SU(5)$ , имеется точное сохранение числа  $(B-L)$ , вследствие чего в ней запрещены нейтральные осцилляции  $p \rightarrow \pi$ , допускаясь в др. моделях. Несохранение барионного и лептонного чисел возможно также при поглощении частиц чёрными дырами.

Лит.: Окулы В. В., Лептон и кварки, 2 изд., М., 1990.

С. П. Боровой.

**ОТВЕРДЕВАНИЯ ПРИНЦИП** — одно из исходных положений статик, согласно к-рому состояние равновесия изменяемой механич. системы не нарушается при отвердевании системы. К изменяемому относятся система *материальных точек*, связанных между собой силами взаимодействия, системы твёрдых тел, соединённых шарнирами, стержнями или нитями, и системы частиц деформируемой среды — жидкости или газа. Если изменяемая система находится в равновесии, то это состояние равновесия не может быть нарушено присоединением дополнит. связи между точками или телами системы. О. п. является обобщением результатов наблюдений и практики и поэтому входит в число исходных положений учения о равновесии тел. На основании О. п. в число необходимых (во недостаточных) условий равновесия изменяемой или деформируемой системы должны включаться те условия, к-рые имеют место при равновесии абсолютно твёрдого тела, получаемого из изменяемой системы с помощью отвердевания (путём замены нежёстких связей жёсткими). Этим результатом широко пользуются в инженерной практике при изучении равновесия изменяемых систем.

**ОТКРЫТАЯ СИСТЕМА** — термодинамич. система, к-рая обменивается с окружающей средой веществом, энергией и импульсом. К наиб. важному типу О. с. относятся хим. системы, в к-рых непрерывно протекают хим. реакции (завне поступают реагирующие вещества и отводятся продукты реакций). Биол. системы (живые организмы) можно также рассматривать как открытые хим. системы. Такой подход позволяет исследовать процессы их жизнедеятельности и развития на основе термодинамики неравновесных процессов, физ. и хим. кинетики.

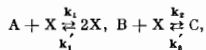
Свойства О. с. описываются наиб. просто вблизи состояния термодинамич. равновесия. Если отклонение О. с. от термодинамич. равновесия мало, то неравновесное состояние можно охарактеризовать теми же параметрами, что и равновесное: темп-рой, хим. потенциалами компонентов системы и др. (во ис с постоянными для всей системы значениями, а с зависящими от координат и времени). Степень неупорядоченности таких О. с., как и систем в равновесном состоянии, характеризуется энтропией. Энтропия О. с. в неравновесном (локально-неравновесном) состоянии определяется, в силу аддитивности энтропии, как сумма значений энтропии отд. малых элементов системы, находящихся в локальном равновесии (см. *Локальное термодинамическое равновесие*).

Отклонения термодинамич. параметров от их равновесных значений (термодинамич. с. п. л.) вызывают в системе поток энергии вещества (см. *Перенос явления*). Процессы переноса приводят к росту энтропии системы (*производство энтропии*).

Согласно второму началу термодинамики, в замкнутой изолиров. системе энтропия, возрастая, стремится к своему равновесному макс. значению, а произв-во энтропии — к нулю. В отличие от замкнутой системы, в О. с. возможны стационарные состояния с пост. энтропией при пост. произв-ве энтропии, к-рая должна при этом отводиться от системы. Стационарное состояние характеризуется постоянством скоростей хим. реакций и переноса реагирующих веществ и энергии. При таком «проточном равновесии» произв-во энтропии в О. с. минимально (*Пригожина теорема*). Стационарное неравновесное состояние играет в термодинамике О. с. такую же роль, какую играет термодинамич. равновесие в термодинамике равновесных процессов. Энтропия О. с. в этом состоянии хотя и поддерживается постоянной (произв-во энтропии компенсируется её отводом), но это стационарное значение энтропии не соответствует её максимуму (в отличие от замкнутой изолиров. системы).

Наиб. интересные свойства О. с. выявляются при нелинейных процессах, когда в О. с. возможно осуществление термодинамически устойчивых неравновесных (в частном случае стационарных) состояний, далёких от состояния термодинамич. равновесия и характеризующихся определённой пространственной или временной упорядоченностью (структурой), к-рую наст. диссипативной, т. е. к. её существование требует непрерывного обмена веществом и энергией с окружающей средой. Нелинейные процессы в О. с. и возможность образования *диссипативных структур* исследуют на основе ур-ний хим. кинетики: баланса скоростей хим. реакций в системе со скоростями подачи реагирующих веществ и отвода продуктов реакций. Накопление в О. с. активных продуктов реакций или теплоты может привести к автоколебательному (самоподдерживаемому) режиму реакций. Для этого необходимо, чтобы в системе реализовалась положительная обратная связь: ускорение реакции под воздействием либо её продукта (хим. автокатализа), либо теплоты, выделяющейся при реакции. Подобно тому как в колебат. контуре с положит. обратной связью возникает устойчивые саморегулирующиеся неаутоколеблюющиеся колебания (*автоколебания*), в хим. О. с. с положит. обратной связью возникает неаутоколеблюющиеся саморегулирующиеся хим. реакции. Автокаталитич. реакция могут привести к неустойчивости хим. процессов в однородной среде и к появлению у О. с. стационарных состояний с упорядоченным в пространстве неоднородным распределением концентраций. В О. с. возможны также концентрат. волны сложного нелинейного характера (*автомолнии*). Теория О. с. представляет особый интерес для понимания физ.-хим. процессов, лежащих в основе жизни, т. к. живой организм — это устойчивая саморегулирующаяся О. с., обладающая высокой организацией как на молекулярном, так и на макроскопич. уровне. Подход к живым системам как к О. с., в к-рых протекают нелинейные хим. реакции, создаёт новые возможности для исследования процессов молекулярной самоорганизации на ранних этапах появления жизни.

Примером О. с. может служить система с четырьмя сортами молекул  $A, B, C, X$ , между к-рыми возможны две хим. реакции по схемам



где стрелками обозначают прямую и обратную реакции,  $k_1, k_2, k_1', k_2'$  — константы скоростей прямой и обратной реакций. Концентрации  $a, b, c$  молекул  $A, B, C$  и константы скоростей реакций поддерживаются постоянными

ми за счёт подвода и отвода вещества и тепла, что характерно для О. с. На практике, если кол-во веществ А, В, С велико по сравнению с кол-вом веществ X, то их концентрация можно считать постоянными.

Концентрация  $n$  веществ X может зависеть от времени  $t$  за счёт протекания хим. реакций. Из двух ур-ний баланса веществ в реакциях (с учётом действующего масс закона) следует, что

$$dn/dt = (k_1a - k_2b)n - k_3bn^2 + k_4c. \quad (1)$$

Из ур-ния (1) вытекает, что при  $k_2' = 0$  и  $k_1a = k_2b$  величина  $n$  при любом нач. условии с ростом  $t$  стремится к нулю как  $n = n_0(1 + ik_1bn_0t)^{-1}$ , где  $n_0$  — нач. значение концентрации  $n$ . В этом же случае при  $k_1a < k_2b$  в пределе  $n$  также стремится к нулю, но эквивалентно, а при  $k_1a > k_2b$  величина  $n$  стремится к постоянному предельному значению, зависящему от соотношения коэф. в (1):  $n_{\infty} = (k_1a - k_2b)/k_1b$ . Наличие неск. предельных стационарных состояний является характерным свойством О. с., связанным с тем, что они описываются нелинейными дифференц. ур-ниями. Упрощённая модель одномодового лазера также описывается ур-нием типа (1) для числа возбуждённых атомов  $n$  при  $k_2' = 0$  с коэф., зависящими от коэф. усиления и затухания вследствие потерь в лазере.

Учёт явлений диффузии в ур-ниях баланса хим. реакций приводит к дополнит. членам  $D \partial^2 n / \partial x^2$  ( $D$  — коэф. диффузии,  $x$  — пространственная координата), откуда следует, что в стационарных состояниях таких О. с. концентрации  $n(x)$  пространственно неоднородны, кроме того, при определ. условиях в них могут существовать области, где  $n(x)$  испытывает простран. осцилляции (диссипативные структуры).

Др. примером О. с. является экологич. система «хищник—жертва», к-рая описывается ур-ниями Лотки—Вольтерры (ур-ния баланса числа «жертв»  $n_1$  и «хищников»  $n_2$ ):

$$dn_1/dt = \alpha_1 n_1 - \alpha_2 n_1 n_2, \quad dn_2/dt = -\beta_2 n_2 + \beta_1 n_1 n_2, \quad (2)$$

где  $\alpha_1, \beta_2$  характеризуют скорости возрастания популяции «жертв» при отсутствии «хищников» и убывания «хищников» при отсутствии «жертв». Коэф.  $\alpha, \beta$  характеризуют скорости гибели «жертв» из-за наличия «хищников» и возрастания «хищников» из-за наличия «жертв». Коэф. считаются постоянными, это означает, в частности, что запасы пищи для «жертв» достаточно велики или восполняются.

Такая экологич. система имеет два положения равновесия  $n_1 = n_2 = 0$  и  $n_{10} = \beta_2/\beta_1, n_{20} = \alpha_1/\alpha_2$ . Относительные числа «жертв» и «хищников»  $u = n_1/n_{10}, v = n_2/n_{20}$  удовлетворяют

$$dv/du = av(u-1)/(u-v), \quad a = \beta_2/\alpha_1,$$

к-рое имеет решение

$$au + v - \ln(u^a v) = H = \text{const.}$$

Ур-ния (2) имеют периодич. решения, к-рым соответствуют предельные циклы, изображённые на фазовой плоскости (рис.). Эти решения описывают периодич. колебания числа «жертв» и «хищников». Возможность таких неустойчивых нелинейных колебаний является важным свойством О. с.

Гидродинамич. системы в турбулентном состоянии являются также примером О. с. В них возможны стационарные состояния с сильными флуктуациями из-за баланса импульса с учётом его переноса, вызванного неоднородностями флуктуаций скоростей, и баланса флуктуаций скоростей с учётом их релаксации и диффузии.

Открытый характер системы связан с тем, что градиент давления, обуславливающий турбулентный поток, и темп-ра поддерживаются постоянными.

Теория О. с. — одно из направлений общей теории систем, к к-рым относится, напр., рассматриваемые в кибернетике системы переработки информации, транспортные узлы, системы энергоснабжения и др. Подобные системы, хотя и не являются термодинамическими, описываются системой ур-ний баланса, в общем случае нелинейных и сходных с аналогичными ур-ниями для физ.-хим. и биол. О. с. Для всех подобных систем существуют общие проблемы регулирования и оптим. функционирования.

Лит.: Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Глезенсдорф П., Пригожин И., Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций, пер. с англ., М., 1975; Волкеленте Я. М. В., Биология и физика, «УФН», 1973, т. 109, с. 489; Пригожин И., Никольский Ж., Биологический порядок. Структура и неустойчивости, пер. с англ., там же, с. 517; Эйген М., Самоорганизация материи и эволюция биологических макромолекул, пер. с англ., М., 1973; Магри Д. и др., Нелинейные дифференциальные уравнения в биологии. Лекция о моделях, пер. с англ., М., 1983; Хакин Г., Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985.

**ОТКРЫТЫЕ ЛОУШКИ** — разновидность турбулентной плазмы, характеризующейся наличием в определённом объёме пространств, ограниченном в направлении вдоль поля, в отличие от замкнутых лопушек (токамаков, стеллараторов), имеющих форму тороида (для О. л. характерна линейная геометрия, причём силовые линии магн. поля пересекают торцевые поверхности плазмы (с последним обстоятельством и связано происхождение термина «О. л.» — они «открыты» с торцов).

О. л. имеют ряд потенц. преимуществ по сравнению с замкнутыми: они проще в инженерном отношении, в них более эффективно используется энергия удерживающего плазму магн. поля, легче решается проблема удаления из плазмы тяжёлых примесей и продуктов термоядерной реакции, при равновесности О. л. могут работать в полностью стационарном режиме. Однако возможность реализации этих преимуществ в термоядерном реакторе на основе О. л. требует ещё экстрем. доказательств.

**Пробиротрон** — наиб. распространённый тип О. л. (рис. 1, а). Предложен в нач. 1950-х гг. независимо

а Г. И. Будкером и Р. Постом (R. Post). Участки сильного магн. поля на концах этой лопушки удерживают плазму, поэтому их наз. магн. пробками.

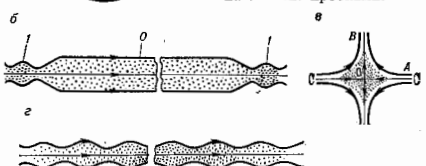


Рис. 1. Различные типы открытых магнитных лопушек (точками показана плазма): а — пробиротрон; б — амбилолларная лопушка (О — длинный центральный пробиротрон, А — короткие концевые пробиротроны); в — амбилолларная (В — нуль магнитного поля, А — осевая щель, В — кольцевая щель); г — многопробочный лопушка.

Удержание частицы в пробиротроне обусловлено адiabатич. инвариантностью её магн. момента, имеющей место в условиях, когда ларморовский радиус частицы мал по сравнению с масштабом изменения магн. поля (см. Адиабатические инварианты). В перелетившемся приближении магн. момент частицы  $\mu = mv_{\perp}^2/2H$ , 489

где  $H$  — напряжённость магн. поля, а  $m$  и  $v_1$  — масса и перпендикулярная магн. полю составляющая скорости частицы. Из адиабатич. инвариантности  $\mu$  и закона сохранения энергии частицы  $\mathcal{E} = m(v_1^2 + v_{\parallel}^2)/2$  следует, что при условии  $\mu H_{\max} > \mathcal{E}$  (где  $H_{\max}$  — макс. значение магн. поля в пробках) частица отражается от пробки и совершает финитное движение внутри ловушки.

Если обозначить индексом «0» значения всех величин в минимуме магн. поля, то условие  $\mu H_{\max} > \mathcal{E}$  можно записать в виде

$$R = \frac{H_{\max}}{H_0} > \frac{v_1^2 + v_{\parallel 0}^2}{v_{\parallel 0}^2}. \quad (1)$$

Величину  $R$  наз. «пробочным отношением». Из условия (1) следует, что при данном соотношении полей  $H_{\max}$  и  $H_0$  в ловушке удерживаются только те частицы, вектор скорости к-рых лежит в пространстве скоростей вне конуса потерь [конуса с осью, параллельной магн. полю, и с углом при вершине  $\alpha = \arcsin(1/\sqrt{R})$ ].

В осесимметричном пробочном плазме, как правило, подвержена *желобковой неустойчивости*, приводящей к просачиванию плазмы поперёк магн. поля в виде узких языков. Неустойчивость возникает потому, что в таком пробочном модуле магн. поля падает в радиальном направлении, а плазме энергетически выгодно перемещаться в область слабого поля. Для стабилизации желобковой неустойчивости применяются неосесимметричные магн. поля, имеющие абс. минимум  $H$  в области удержания.

Пробочторы заполняют горячей плазмой, инжектируя быстрые атомы водорода. Проникая поперёк магн. поля в плазму, они захватываются там вследствие ионизации и перезарядки и обеспечивают поддержание материального и энергетич. баланса плазмы. Таким методом в пробочнике 2ХПВ в Ливерморской лаборатории (США) в 1976 получена квазиэлектронная плазма с плотностью  $\approx 10^{14}$  см $^{-3}$  и темп-рой ионов  $T_i \approx 10^8$  К.

Угругие столкновения ионов плазмы друг с другом приводят к их рассеянию, попаданию в конус потерь и выходу из пробочника. Расчёты показывают, что определяемое этим процессом время  $\tau$  жизни плазмы в пробочнике может быть оценено по ф-ле

$$\tau \sim \tau_i \lg R, \quad (2)$$

где  $\tau_i$  — время рассеяния иона на угол порядка единицы. Эта оценка справедлива в условиях, когда длина пробочника мала по сравнению с длиной свободного пробега ионов  $\lambda_i$ .

Время рассеяния электронов  $\tau_e$  очень мало по сравнению с  $\tau_i$ , и поэтому ф-ция распределения электронов близка к максвелловской. В частности, она изотропна, т.е. значит. часть электронов находится в конусе потерь и могла бы вылететь из ловушки через пробки. В таких условиях квазинейтральность плазмы обеспечивается возникающим в ней амбиоплярным электр. полем, препятствующим потерям электронов. Распределение амбиоплярного потенциала вдоль векторной силовой линии магн. поля даётся ф-лой

$$\varphi = \text{const} + \frac{T_e}{e} \ln n, \quad (3)$$

где  $T_e$  — темп-ра электронов,  $n$  — локальная плотность плазмы. Амбиоплярное электр. поле приводит к дек-рому ускорению удержания ионов.

К большому дополнит. уменьшению времени жизни ионов приводит их рассеяние на надтепловых флукутирующих электр. полях, к-рые могут возникать вследствие анизотропии ионной ф-ции распределения (анизотропия связана с отсутствием ионов в конусе потерь). Относительно малое время жизни в пробочнике делает перспектив. применения таких систем

в качестве термоядерных реакторов не слишком благоприятными. В связи с этим в равное время были предложены неск. усовершенствованных типов О. д., основанных на идее пробочника.

**Амбиоплярная ловушка.** Одна из возможностей повышения времени удержания ионов связана с использованием амбиоплярного электр. поля. К длинному пробочнику  $O$  (рис. 1, б) с плазмой умеренной плотности с каждой стороны присоединяется по короткому пробочнику  $I$ , в к-рых с помощью интенсивной инжекции высокоэнергетич. нейтральных атомов поддерживается высокая плотность плазмы. Тогда в соответствии с (3) между центральным и крайними пробочниками возникает разность потенциалов, равная  $(T_e/e) \ln(n_1/n_0)$ , и для ионов центр. пробочника появляется эл.-статич.

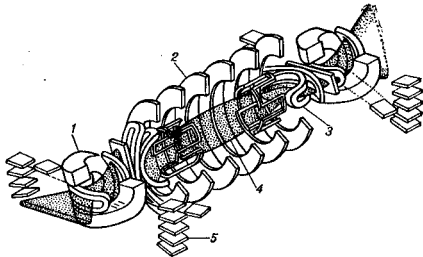


Рис. 2. Схема амбиоплярной ловушки ТМХ: 1 — аксиально-несимметричная обмотка концевых пробочников, обеспечивающая минимум магнитного поля  $H$  на оси; 2 — обмотка центрального соленоида; 3 — переходные обмотки; 4 — инжекторы нейтральных атомов. Характерная «веревная» форма плазмы вблизи концов установки обусловлена свойствами магнитного поля уставки. В центральном соленоиде сечение плазмы круглое.

потенц. яма. При достаточно большом перепаде плотности глубина ямы будет столь велика, что потери ионов из центр. пробочника станут пренебрежимо малыми. Разумеется, поддержание высокой плотности плазмы в концевых пробочниках требует определ. энергетич. затрат, но эти затраты не зависят от длины центр. пробочника. А т.к. мощность термоядерного энерговыделения в нём пропорц. его длине, то, делая центр. пробочник достаточно длинным, можно обеспечить положит. энергетич. баланс системы в целом.

В экспериментах на ряде амбиоплярных ловушек в кон. 70-х — нач. 80-х гг. было показано, что амбиоплярное удержание ионов центр. пробочника действительно существует. При создании нужного распределения плотности время жизни ионов центр. пробочника возрастало в  $\sim 10$  раз по сравнению с оценкой (2). Параметры плазмы центр. пробочника были при этом довольно умеренными (в установке ТМХ, схема к-рой приведена на рис. 2,  $T_i \approx 100$  эВ,  $n_i \sim 10^{13}$  см $^{-3}$ ).

Трудности повышения параметров плазмы в амбиоплярных ловушках связаны с ф-цией обр. с возможностью усиленного рассеяния ионов концевых пробочников на надтепловых флукутирующих.

Неосесимметричные магн. поля, используемые для стабилизации желобковой неустойчивости, могут быть источником усиленного поперечного переноса плазмы, напоминающего неоклаасич. перенос в замкнутых ловушках. Поэтому необходимо отыскать топологически сложные осесимметричные магн. конфигурации, в к-рых плазма была бы устойчива по отношению к желобковым возмущениям.

Т.н. **антипробочник**, возникающий при «встречном» включении двух соосных магн. катушек (рис. 1, в), — одна из обладающих таким свойством конфигураций.

Модуль магн. поля в этой ловушке обладает абс. минимумом в центре системы, во этот минимум равен нулю. Соответственно, вблизи центра антипробиротрона нарушается адiabатич. инвариантность  $\mu$ , и плазма в этой области быстро теряется вдоль силовых линий. Для устранения этих потерь можно использовать в осевой  $A$  и кольцевой  $B$  щелях антипробиротрона систему спец. электродов, предотвращающих потери электронов. Удержание ионов будет тогда обеспечено собств. амбиоллярным потенциалом плазмы. Техн. ограничения затрудняют экстраполяцию этой схемы к реакторным параметрам плазмы. Возможно, антипробиротрон выйдет применение в качестве стабилизирующего элемента в амбиоллярных ловушках.

Совершенно, возможно увеличение времени удержания связано с переходом к О. д. с длиной  $L$ , превышающей длину свободного пробега ионов. Пример систем такого типа — многопробочная ловушка (МПЛ), предложенная в нач. 70-х гг. Установка имеет вид щелчки связанных между собой пробиротронов (рис. 1, а), причём длина каждого меньше  $\lambda_d$ . В такой О. д. время жизни плазмы возрастает в  $(L/\lambda_d)^2$  раз по отношению к оценке (2).

Др. установка, относящаяся к этому классу, — т. н. гаодинамич. ловушка (ГДЛ), представляющая собой пробиротрон с большим пробочным отношением ( $R = = 50-100$ ) и с длиной  $L > \lambda_d/R$ . Время жизни плазмы в ГДЛ в  $LR/\lambda_d$  раз больше оценки (2). Особенность ГДЛ состоит в том, что желобчатая неустойчивость в ней может быть подавлена даже в простой осесимметричной конфигурации магн. поля.

Достоинством О. д. с  $L > \lambda_d/R$  (МПЛ, ГДЛ) является то, что продольные потери плазмы из них не зависят от микрофлуктуаций, недостатком — то, что длина таких установок (в реакторном варианте) относительно велика.

Лит.: Чурьянов В. А., Адиабатические магнитные ловушки, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 1, М., 1980; Чурьянов В. В., Динамика частиц в магнитных ловушках, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 13, М., 1984; Рютов в Д. Д., Ступанов Г. В., Процессы переноса в осесимметрично-несимметричных открытых ловушках, там же; Далецкий В. В., Классические продольные потери плазмы в открытых адиабатических ловушках, там же; Рютов в Д. Д., Открытые ловушки, «УФН», 1988, т. 154, с. 565; Д. Д. Рютов.

**ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР** — колебательная система, состоящая из отражателей (напр., в случае эл.-магн. волн металл. или диэлектрич. зеркал), осуществляющих путём многократных отражений волновых пучков локализацию (удержание) резонансных волновых полей в конечной области пространства. Обычно характерные размеры О. р. заметно превышают длины волн ( $d \gg \lambda$ ) возбуждаемых колебаний, что во мн. случаях позволяет исследовать свойства О. р. в приближении квазиоптики. При этом поляризация поля несущественна, а описание О. р. универсально и пригодно для колебаний любой природы — эл.-магн., акустических и т. п. Практически первым вариантом О. р. стала система из двух плоскостепенных зеркал конечных размеров (предложена *интерферометра Фабри — Перо*). Предложенная А. М. Прохорова (А. Л. Schawlow) и Ч. Таунсом (Ch. Townes) (1958), она предназначалась для эл.-магн. колебаний субмиллиметрового и оптич. диапазонов. Впоследствии идеи этого варианта О. р. были перенесены в др. диапазоны эл.-магн. колебаний, а также на волновые поля иной природы. Ниже для определённости рассматриваются только О. р. для эл.-магн. колебаний.

В известном смысле О. р. можно рассматривать как модификацию экранированных объёмных резонаторов с частично убранными стенками. Спектр собств. колебаний идеального экранир. резонатора с увеличением его объёма уплотняется ( $\Delta\omega/\omega \sim \sqrt{V/V_0}$ ) и при наличии даже малого поглощения превращается в сплошной, так что такая система фактически перестаёт быть резонансным устройством. Возникает естеств. потреб-

ность в разрежении спектра (в селекции мод). В О. р. разрежение осуществляется простейшим образом — увеличением радиц, потерь нежелательных мод, к-рые «высвечиваются» в окружающее пространство. Это прежде всего моды, группирующиеся в лучи, не задевающие отражателей. С др. стороны, подбором размеров и профилей отражателей удаётся спизать потери на излучение (дифракц. потери) полезных (рабочих) мод и сделать их высокодобротными. Для изобрет. уменьшения потерь может быть использовано отражение от границы диэлектрик — вакуум. В О. р., образованном диэлектрич. стержнем с прозрачностью  $\epsilon_d$ , размещённым между параллельными пластинами (рис. 1, а), колебания с малыми потерями представляют собой волновые пучки, полностью отражающиеся от

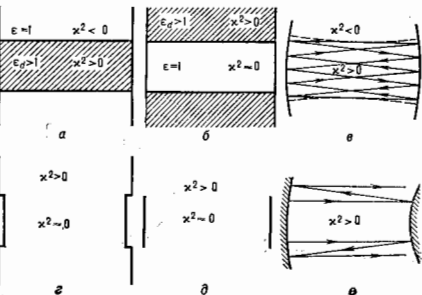


Рис. 1.

границы диэлектрик — вакуум. Поперечное к оси резонатора волновое число  $x$  этих мод в области  $\epsilon = 1$  является чисто мнимым, в области  $\epsilon_d > 1$  действительным. Для высокодобротных мод пространств  $\epsilon = 1$  представлял закритич. волновод (см. *Волновод и Волновод диэлектрический*). Число таких колебаний увеличивается с ростом разности  $\epsilon_d - 1$ . В «инвертированной» системе (рис. 1, б) высокодобротные колебания сосредоточены в оптически менее плотной среде. Они излучают в более плотную среду, и это излучение не обращается в нуль даже для идеальных диэлектриков. Высокодобротными являются колебания в виде волновых пучков, скользящих вдоль границы диэлектриков. Поперечные волновые числа пучков близки к нулю внутри резонатора в среде с  $\epsilon = 1$  и действительны в среде с  $\epsilon_d > 1$ . Частоты колебаний близки к критич. частотам внутр. волновода.

Аналогичные условия отражения могут быть реализованы и без применения диэлектриков: полное отражение от закритич. волновода — планым уменьшением расстояния между отражателями (рис. 1, в), сильное отражение на частотах, близких к критич. частотам внутр. волновода, — внесением неоднородностей: скачкообразным изменением расстояния между отражателями (рис. 1, г) или ограничением размеров отражателей (рис. 1, д). Высокодобротные колебания будут иметь в этих случаях разный характер. В первом существует каустика, разграничивающая области докритич. и закритич. волноводов, в последнем — поле быстро (экспоненциально) убывает при удалении от каустики, во втором случае поле ограничивается областью сильного отражения. Оба способа повышения добротности применяются в О. р. Когда не требуется высокой добротности рабочей моды, часто используются резонаторы с постепенным увеличением расстояния между отражателями (рис. 1, е). Благодаря высоким значениям отношения запасённой к энергии потерь доб-

ротности совр. О. р. достигают рекордных цифр во всех достаточно КВ-диапазонах эл.-магн. волн: от  $10^8$  в диапазоне миллиметровых волн до  $10^6$  в оптическом.

Моды в О. р. суть волновые пучки, к-рые в квазиоптич. приближении можно представить как поля, распространяющиеся вдоль направления соответствующих геометрооптич. лучей и локализованные в поперечном сечении с плавными (в масштабе  $\lambda$ ) отгибами. Поэтому конструирование и расчёты О. р. базируются сначала на рассмотрении характера поведения многократно отражающихся от зеркал геометрооптич. лучей и затем уже на установлении распределения полей, обычно с помощью *Леонтовича параболитического уравнения* для комплексных амплитуд. В результате, как и для обычных экранов, резонаторов, решается задача о собств. ф-циях (модах) и собств. частотах, последние даже при наличии идеальных отражателей в принципе комплексны из-за неустойчивых потерь на излучение.

Различают устойчивые и неустойчивые моды О. р. (впрочем, иногда говорят просто об устойчивости О. р. как таковых). Устойчивой считается мода, «скелетные» геометрооптич. лучи к-рой локализованы внутри кустик, лежащей внутри О. р. На рис. 1 в показан «каркас» лучей для первой симметричной моды устойчивого двухзеркального О. р. со сферич. зеркалами с фокусными расстояниями  $F_1$  и  $F_2$ . Кустик, поверхность имеет характер гиперболоида вращения. Она существует, если

$$0 < \left(1 - \frac{L}{2F_1}\right) \left(1 - \frac{L}{2F_2}\right) < 1$$

( $L$  — длина резонатора; фокусные расстояния считаются положительными, если зеркала вогнутые). При невыполнении этого условия двухзеркальный О. р. является неустойчивым. Пример такого О. р. дан на рис. 1 в; после многократных отражений лучи вырываются из него, что иногда используется для возбуждения О. р. или для вывода энергии из него (дифракц. вывод излучения — дифракц. связь). Аналогичным образом строится мода для разнообразных многозеркальных О. р. При этом принципиально различают два класса приборов: в первом, к-рому, в частности, относятся двухзеркальные комбинации (рис. 1, а — е), поле в продольных («лучевых») направлениях имеет характер стоячих волн с масштабом  $\lambda/2$ ; во втором классе приборов — т. п. кольцевых О. р., к к-рым относится, в частности, трёхзеркальный О. р. (рис. 2). — существуют две самостоят. бегущие (вращающиеся) навстречу друг другу моды одинаковых частот. Впрочем, иногда с помощью невзаимных устройств, переорганизующих пучок, вырождение этих мод снимается вплоть до формирования одной бегущей волны.

Поперечные вариации мод О. р., ограниченных кустиками, почти всегда имеют характер стоячих волн с сильно растянутой «длинной волной»:

$$L_{\perp} \approx \left(\frac{L_{\parallel}}{k}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{\lambda L_{\parallel}}{2\pi}\right)^{1/2},$$

где  $L_{\parallel}$  — характерный продольный размер О. р. Спектр собств. частот О. р. зависит от числа продольных и поперечных вариаций поля, отличаемых продольными и поперечными индексами, и имеет разный характер для устойчивых и неустойчивых мод. Так, для устойчивых мод двухзеркального асимметрично-симметричного резонатора

$$\omega_{q,m,n} = \frac{c}{L} \left[ \pi q + (m + 2n + 1) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{2F_1}\right) \left(1 - \frac{L}{2F_2}\right)} \right],$$

где  $q$  (обычно  $\gg 1$ ),  $m$ ,  $n$  (целые числа) — продольный азимутальный и радиальный индексы соответственно.

Потери на излучение таких мод экспоненциально малы и носят характер туннельного «просачивания» поля от кустиков к краю зеркала. При отсутствии дифракции на краях зеркал собств. частоты двухзеркального неустойчивого О. р. с выпуклыми зеркалами определяются соотношением

$$\omega_{q,m,n} = \frac{c}{L} \left[ \pi q + i(m + 2n + 1) \operatorname{arccch} \sqrt{\left(1 - \frac{L}{2F_1}\right) \left(1 - \frac{L}{2F_2}\right)} \right],$$

к-рое показывает, что дифракц. потери быстро увеличиваются с ростом поперечных индексов. В общем случае потери на излучение в О. р. определяются безразмерным параметром Френеля  $N = a^2/\lambda L$ , определяющим число зон Френеля, укладываемыхся на апертуру зеркала diam.  $2a$  (см. *Дифракция света*).

Дифракция на краях зеркал играет определяющую роль в формировании колебаний, находящихся на границе перехода от устойчивых к неустойчивым, к к-рым относятся моды О. р. с плоскими зеркалами. Собств. частоты такого О. р. с круговыми зеркалами равны

$$\omega_{q,m,n} = \frac{c}{L} \left[ \pi q + \frac{v_{m,n}^*}{4\pi N} - \frac{0,33v_{m,n}^*}{4\pi N^{3/2}} + i \frac{0,33v_{m,n}^*}{4\pi N^{3/2}} \right],$$

где  $v_{m,n}$  — корень ф-ции Бесселя  $J_m(x)$ . При недостаточном большом коэф. отражения от зеркал и большом параметре Френеля моды с разными поперечными, но одинаковыми продольными индексами вырождаются и О. р. с плоскими зеркалами становится обычным интерферометром Фабри — Перо.

Возбуждение О. р. производится с помощью полупрозрачных зеркал, пластина, а также посредством щелей, отверстий и т. д. Устойчивые О. р. широко применяются в качестве фильтров, спектральных анализаторов и волномеров в диапазоне длин волн от оптических до сантиметровых. Они являются естествен. колебат. системами автогенераторов в этих диапазонах — лазеров (см. *Оптический резонатор*), мазеров, оротронов и т. д. В мощных лазерах и мазерах на циклотронном резонансе (гитронах) часто используются неустойчивые О. р. с дифракц. выводом излучения. Кольцевые резонаторы применяются в лазерных гироскопах. С увеличением эффективности связи О. р. с внеш. линиями передачи селекция типов колебаний — превращение дифракц. потерь вращающихся мод над дифракц. потерями рабочих — уменьшается. Повышение её достигается, как правило, усложнением конструкции О. р. В О. р. различают селекцию поперечных мод, отличающихся друг от друга структурой поля на зеркалах, и селекцию продольных мод, имеющих идентичные поперечные структуры поля, но отличающихся числом полуволн, укладываемыхся между зеркалами. Селекция поперечных мод основывается на различии в их пространствах, структурах и достигается ограничением пучков поглощающими диафрагмами, в том числе т. п. мялки, с плавной увеличивающимся к краю коэф. поглощения, применением профильных зеркал, зеркал с постепенно изменяющимся коэф. отражения, ограничением угл. спектра пучков. Эфф. методом селекцией поперечных типов колебаний оказывается применение дифракц. вывода, при этом приходится принимать меры для преобразования получаемого излучения в волдовые пучки, обладающие низким уровнем потерь при канализации, высокой направленностью, малым уровнем боковых лепестков. Методы селекцией продольных мод основаны на применении диспергирующих элементов: интерферометров Фабри — Перо, призм, дифракц. решёток, связанных резонаторов и т. п.

Лит.: Вайнштейн Л. А., Электромагнитные волны, 2 изд., М., 1988; его же, Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., 1966; Техника субмиллиметровых волн, М., 1989; Афанасьев Ю. А., Оптические резонаторы и проблема расходности лазерного излучения, М., 1979.

С. Н. Васов, М. А. Миллер.

**ОТНОСИТЕЛЬНАЯ БИОЛОГИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ** (ОБЭ) — безразмерный коэф., характеризующий эффективность биол. действия разл. *ионизирующих излучений*. Определяется как отношение дозы некоторого образцового излучения  $D_0$  к дозе данного излучения  $D_x$ :

$$ОБЭ = D_0/D_x.$$

За образцовое принимают рентг. излучение с определённым энергетич. спектром,  $D_0$  и  $D_x$  соответствуют одинаковому радиол. эффекту (напр., помутнение хрусталика глаза, число погибших клеток, число хромосомных aberrаций). ОБЭ зависит от дозы излучения, от его длительности при заданной дозе, от вида наблюдаемого эффекта и от линейной передачи энергии заряженных частиц (рис. 1 и 2). Данные по ОБЭ используются

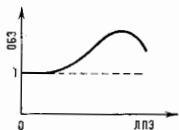


Рис. 1.

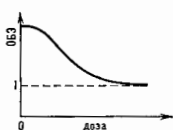


Рис. 2.

для установления т. н. коэф. качества излучения, к-рый переводит значение поглощённой дозы излучения в значение эквивалентной дозы.

Лит. см. при ст. Дозы излучения.

В. И. Исачков.

**ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ.** При решении ряда задач кинематики движение точки (или тела) рассматривают одновременно по отношению к двум (или более) системам отсчёта, из к-рых одна, наз. основной, считается условно неподвижной, а другая, определённым образом движущаяся относительно основной, — подвижной системой отсчёта. Движение точки (или тела) по отношению к подвижной системе отсчёта наз. *О. д.* Скорость точки в *О. д.* наз. относит. скоростью  $v_{отп}$ , а ускорение — относит. ускорением  $w_{отп}$ . Движение всех точек подвижной системы относительно основной наз. в этом случае переносным движением, а скорость и ускорение той точки подвижной системы, в к-рой в данный момент времени находится движущаяся точка, — переносной скоростью  $v_{пер}$  и переносным ускорением  $w_{пер}$ . Наконец, движение точки (тела) по отношению к осн. системе отсчёта наз. сложным или абсолютным, а скорость и ускорение этого движения — абс. скоростью  $v_a$  и абс. ускорением  $w_a$ . Зависимость между названными величинами даётся в классич. механике равенствами

$$v_a = v_{отп} + v_{пер}, \quad w_a = w_{отп} + w_{пер} + w_{кор}, \quad (1)$$

где  $w_{кор}$  — *Кориолиса ускорение*. Разложение сложного движения на переносное и *О. д.* и применение для определения характеристик этого движения ф-л (1) позволяют существенно упростить кинематич. исследование.

В динамике *О. д.* наз. движение по отношению к инерциальной системе отсчёта, для к-рой законы механики Ньютона справедливы. Чтобы у-ния *О. д.* материальной точки сохранили тот же вид, что и в *инерциальной системе отсчёта*, надо к действующей на точку силе взаимодействия с др. телами  $F$  присоединить т. н. переносную силу инерции  $J_{пер} = -mv_{пер}$  и *Кориолиса силу*  $J_{кор} = -m\omega_{кор}$ , где  $m$  — масса точки. Тогда

$$m\omega_{отп} = F + J_{пер} + J_{кор}. \quad (2)$$

При *О. д.* системы материальных точек аналогичные у-ния составляются для всех точек системы. Этим у-ниями широко пользуются для изучения *О. д.* под действием сил различных механич. устройств (в частности, *гироскопов*), устанавливаемых на подвижных основаниях (кораблях, самолётах, ракетах), а также

для изучения движения тел по отношению к Земле в случаях, когда требуется учесть её суточное вращение.

Лит. см. при ст. *Кинематика* и *Динамика*. С. М. Тарг.

**ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ОТВЕРСТИЕ** — отношение диаметра действующего отверстия объектива к его фокусному расстоянию. Квадрат *О. о.* определяет освещённость в плоскости изображения и наз. геом. *светосилой* объектива.

**ОТНОСИТЕЛЬНОЕ РАВНОВЕСИЕ** — равновесие (покой) материальной точки (тела) по отношению к инерциальной системе отсчёта. Условие *О. р.* материальной точки состоит в том, что геом. сумма действующих на неё сил взаимодействия  $F$  с др. телами должна вместе с переносной силой инерции  $J_{пер} = -mv_{пер}$  (см. *Относительное движение*) дать ноль, т. е.  $\Sigma F + J_{пер} = 0$ . При равновесии тела на поверхности Земли одной из действующих на него сил будет сила тяжести  $P$ , являющаяся суммой силы притяжения Земли и переносной силы инерции  $J_{пер}$ , обусловленной суточным вращением Земли. Следовательно, сила  $J_{пер}$  входит в силу  $P$  и условие *О. р.* на Земле будет иметь тот же вид, что и в *инерциальной системе отсчёта*.

С. М. Тарг.

**ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ПРИНЦИП** (принцип относительности Эйнштейна) — утверждает, что все физ. явления (механич., оптич., эл.-магн. и любые другие) при одинаковых нач. условиях протекают одинаково во всех *инерциальных системах отсчёта*. Этот постулат был, но-видимому, впервые высказан А. Пуанкаре (H. Poincaré) в 1895. Вместе с постулатом о независимости скорости света от движения источника *О. п.* был положен А. Эйнштейном в основу построения *относительности теории*, приведшей к глубокому пересмотру понятий о пространстве и времени. *О. п.* содержит как предельный случай при малых по сравнению со скоростью света скоростях тел *Галилея принцип относительности*.

И. Ю. Кобзарев.

## ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ТЕОРИЯ

Содержание:

Введение	493
Группа Пуанкаре	494
Группа Лоренца	496
Аберрация света и видимая форма предметов в частной <i>О. т.</i>	497
Пространство скоростей	497
Векторы и тензоры в пространстве Минковского	498
Синхронные представления группы Лоренца	499
Структура пространства Минковского	499
Релятивистская механика	500
Экспериментальные основания частной <i>О. т.</i>	501

*О. т.* — теория, описывающая универс. пространственно-временные свойства физ. процессов. Поскольку эти свойства справедливы для всех известных в физике процессов и взаимодействий, об *О. т.* говорят просто как о физ. теории пространства-времени.

### Введение

Возникновение *О. т.* связано с неудачей обнаружить движение Земли относительно *эфира*. Х. А. Лоренц (H. A. Lorentz) и А. Пуанкаре (H. Poincaré) в 1904—05 смогли объяснить невозможность обнаружения этого движения, оставаясь в рамках представления о выделенности системы координат, в к-рой эфир покоится. Совр. точка зрения, основанная на принципе относительности Эйнштейна, была сформулирована А. Эйнштейном (A. Einstein) в 1905; при этом было исключено понятие механич. *эфира*. Большой вклад в развитие матем. аппарата теории внёс в 1908—10 Г. Минковский (H. Minkowski), к-рому принадлежит и интерпретация *О. т.* как геометрии четырёхмерного пространства-времени [1—4].

После появления теории тяготения Эйнштейна, построение к-рой было начато Эйнштейном в 1907 и завершено Х. Д. Гильбертом (H. D. Hilbert) и Эйнштейном в 1915 (первое обобщающее изложение теории было дано Эйнштейном в 1916), и её эксперим. подтверж-

дения стало ясно, что свойства пространства-времени в данной области зависят от действующих в ней гравитационных полей (см. *Тяготение*). В О. т. рассматривается частный случай — свойства пространства-времени в областях, где поля тяготения можно с желаемой точностью пренебречь; отсюда термин — ч а с т в а я, или с е д я л ь я я, О. т. (последний термин возник в результате неудачного букв. перевода нем. слова *zweifel* — частный). Осн. понятие О. т. — с о б и т и е, под к-рым понимается нечто происходящее в данный момент времени в данной точке пространства (напр., вспышка света или совпадение стрелки прибора с делением шкалы). Реальные события имеют конечную протяженность в пространстве и времени, поэтому понятие события в О. т. является идеализацией. Опыт показывает, что применимость этой идеализации очень высока, вплоть до расстояний  $\sim 10^{18}$  см и времён  $\sim 10^{28}$  с.

Предполагается, что потен. совокупность событий образует четырёхмерный континуум. Каждое событие может быть охарактеризовано тройкой действ. чисел, определяющей его пространство, положение, и ещё одним действ. числом, определяющим момент времени, в к-рый это событие происходит. Предполагается, что пространство-время непрерывно, т. е. любой такой четвёрке чисел в нек-рой области числового пространства может быть поставлено в соответствие нек-рое событие и близким событиям отвечают близкие четвёрки чисел.

Области пространства-времени, где справедлива частная О. т., характеризуются тем, что в них могут быть введены локально инерциальные системы отсчёта (и. с. о.), в к-рых свободные от внеш. воздействий точечные тела и импульсы света движутся прямолинейно и равномерно. В реальной Вселенной гравитационные поля глобально не устранимы и присутствуют всюду. При наличии таких полей условия, требуемые для введения и. с. о., не выполняются, в частности ни точечные тела, ни импульсы света не движутся прямолинейно. Однако в тех областях, где эти поля однородны, можно, в силу *эквивалентности принципа*, ввести надлежащие свободно и без вращения системы отсчёта, в к-рых эти поля исчезают. Такие системы отсчёта и являются инерциальными. Любая система отсчёта, движущаяся равномерно и без вращения относительно данной и. с. о., также является инерциальной. В и. с. о. справедлива евклидова геометрия для пространства. Утверждение о равномерности движения предполагает определённый выбор синхронизации часов в разных точках и. с. о. (см. ниже).

Пример и. с. о. — система отсчёта, связанная с искусств. спутником Земли, стабилизированным относительно вращения с помощью гироскопа. В такой системе отсчёта не действуют ни гравитационные поля Земли, ни поля Солнца и Галактики в той степени, в какой эти поля однородны в масштабе спутника. Если рассматривать систему отсчёта, связанную с Землёй, то она уже не будет инерциальной как из-за вращения Земли, так и из-за новлнения в ней собств. гравитационных полей Земли. Однако на расстояниях, больших по сравнению с размерами области, где гравитационные поля Земли велики, но малых по сравнению с расстоянием до Солнца, система отсчёта, связанная с Землёй, можно считать инерциальной, т. к. Земля свободно падает в гравитационное поле Солнца.

Практически вопрос о том, можно ли данную систему отсчёта считать инерциальной, зависит от характера производимого опыта и требуемой точности. Так, при выполнении большинства оптич. опытов система, связанная с Землёй, может считаться инерциальной даже на поверхности Земли; то же относится к экспериментам в физике элементарных частиц. С др. стороны, камень, брошенный близ Земли, не движется прямолинейно и равномерно, и для него эта система отсчёта не инерциальна. Характерным параметром, опреде-

ляющим возможность введения и. с. о., является отношение  $\Delta\phi/c^2$ , где  $\Delta\phi$  — изменение гравитационного потенциала в рассматриваемой области. Напр., при измерении *Дольера эффекта*  $\Delta\phi/c^2$  в области измерения должно быть мало по сравнению с величиной  $v/c$ , где  $v$  — скорость источника,  $c$  — скорость света.

В области, где справедлива частная О. т., можно ввести и неинерт. системы отсчёта, в к-рых свойства пространства-времени нужно описывать с помощью аппарата общей теории относительности. В этом случае условие применимости частной О. т. имеет вид  $R_{\mu\nu\rho\sigma} = 0$ , где  $R_{\mu\nu\rho\sigma}$  — тензор Римана (*кривизмы тензор*), или более точно  $R_{\mu\nu\rho\sigma} l_1 l_2 \ll 1$ , где  $l_1, l_2$  — характерные для данного опыта длины. При условии  $R_{\mu\nu\rho\sigma} = 0$  всегда можно ввести совокупность и. с. о. Если условие  $\Delta\phi/c^2 \ll 1$  при линейном законе изменения  $\Delta\phi$  характеризует неинерциальность, к-рая может быть устранима переходом в др. систему отсчёта, то мера отклонения  $R_{\mu\nu\rho\sigma}$  от нуля определяет, насколько пространство-время в данной области искривлено неустраивимым образом.

Обычно под частной О. т. подразумевают описание явлений с помощью и. с. о. После того как и. с. о. выбрана, необходимо задать метод определения в ней времён и координат событий. Т. к. в инерт. системах в частной О. т. справедлива евклидова геометрия, то для определения координат событий можно пользоваться декартовыми координатами  $x^1, x^2, x^3$ , или  $x, y, z$ , где  $x, y, z$  измеряются стандартным жёстким масштабом в ортогональной декартовой системе координат. Три координаты  $x, y, z$  объединяются в трёхмерный вектор  $r$  (или  $\lambda$ ). Время  $t$  в данной точке  $r$  измеряют любым механизмом, совершающим периодич. движение, т. е. периодически возвращающимся в данную конфигурацию. Тогда число периодов  $\nu$  есть время  $t$ . Предполагается, что часы во всех точках пространства и во всех и. с. о. одинаковы. В совр. метрологии осн. единицы для измерения длины и времени выбираются с помощью оптич. явлений (число световых волн стандартного излучателя и число атомных колебаний стандартного атома для заданных переходов).

Для полного задания системы отсчёта необходимо определить метод сравнения времён событий, происходящих в разных местах. Опыт показывает, что в и. с. о. пространство изотропно; никаким опытом нельзя выделить физически предпочтительное направление. Естественно выбрать такую синхронизацию часов, находящаяся в разных точках  $A, B$ , чтобы не нарушалась эта изотропия. Стандартное определение в частной О. т. таково. Пусть в момент  $t_1$  из точки  $A$  в точку  $B$  носится сигнал (световой импульс, акустич. импульс в среде, находящейся в данной и. с. о., выстрел и т. д.). После прибытия сигнала в  $B$  идентичный сигнал посылается из  $B$  в  $A$ , где принимается в момент времени  $t_2$ . Тогда, по определению, время прибытия сигнала в  $B$  есть  $t = (t_1 + t_2)/2$ ; иначе говоря, предполагается, что времена распространения сигнала из  $A$  в  $B$  и из  $B$  в  $A$  одинаковы. Два события считаются одновременными (синхронными) в данной и. с. о., если времена  $t$  для них совпадают. Приведённые определения задают в данной и. с. о.  $L$  пространство-время координату  $x, y, z, t$ . Хотя в действительности область, охватываемая данной и. с. о.  $L$ , конечно, удобно допустить идеализиров. ситуацию и предполагать, что все перечисл. переменные меняются от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

Теоретически можно допустить Вселенную, в к-рой массы и поля тяготения занимают малую область, а в осн. пространстве действует частная О. т., однако в реальной Вселенной эта возможность не реализуется.

#### Группа Пуанкаре

В области применимости частной О. т. пространство-время обладает высокой степенью симметрии: все физ. явления инвариантны относительно собств. преобразова-



ваний Пуанкаре, остающихся инвариантной метрику пространств-времени Минковского. Последняя определяется квадратом интервала  $s^2$ ,  $k$ -рый для двух событий с координатами  $x_1, y_1, z_1, t_1$  и  $x_2, y_2, z_2, t_2$  имеет вид:

$$s^2 = c^2(t_1 - t_2)^2 - (x_1 - x_2)^2 - (y_1 - y_2)^2 - (z_1 - z_2)^2. \quad (1)$$

Пространство-время с такой метрикой наз. Минковского пространством-временем.

Обычно используется сокращённая запись: вводятся четырёхмерный вектор  $x$  с компонентами  $x^\mu$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ );  $x^0 = ct$ ,  $x^1 = x$ ,  $x^2 = y$ ,  $x^3 = z$ , метрический тензор  $\eta_{\mu\nu}$ ,  $k$ -рый диагонален и имеет компоненты  $\eta_{00} = 1$ ,  $\eta_{11} = \eta_{22} = \eta_{33} = -1$  [или  $\eta = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ ], и эйнштейновское правило суммирования, согласно  $k$ -рому по совпадающим верхнему и нижнему индексам всегда предполагается суммирование (по трём индексам суммирование проводится от 0 до 3). В такой записи

$$s^2 = \eta_{\mu\nu}(x_1 - x_2)^\mu(x_1 - x_2)^\nu. \quad (2)$$

Если рассматриваются преобразования Пуанкаре, при  $k$ -рых любое событие  $A$  с координатами  $x, y, z, t$  переходит в событие  $B$  с координатами  $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t}$ , то такие преобразования наз. активными.

Собств. преобразования Пуанкаре определяются как линейные преобразования вида

$$\bar{x}^\mu = B^\mu_\nu x^\nu + C^\mu, \quad (3)$$

непрерывно связанные с тождественным (единичным) преобразованием. Здесь  $B^\mu_\nu$  — матрица размерности  $4 \times 4$ ,  $C^\mu$  — произвольный 4-вектор. Из инвариантности  $s^2$  относительно преобразований (3) следует

$$\eta_{\mu\nu} B^\mu_\alpha B^\nu_\beta = \eta_{\alpha\beta} \quad (4)$$

и  $(\det |B^\mu_\nu|)^2 = 1$ . Из условия непрерывной связи с единичным преобразованием  $B^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu$ , где  $\delta^\mu_\nu$  — Кронекера символ [ $\delta^\mu_\nu = \text{diag}(1, 1, 1, 1)$ ], следует, что

$$\det |B^\mu_\nu| = 1. \quad (5)$$

Инвариантность законов физики относительно преобразований Пуанкаре означает, что если возможна последовательность событий  $E$ :  $E_1(x_1^\mu), E_2(x_2^\mu), \dots, E_n(x_n^\mu), \dots$ , где  $x_n^\mu$  — 4-координаты  $n$ -го события, то возможна и последовательность  $\bar{E}$ :  $E_1(\bar{x}_1^\mu), E_2(\bar{x}_2^\mu), \dots, E_n(\bar{x}_n^\mu), \dots$ , где  $\bar{x}$  и  $x$  связаны преобразованием (3).

Др. словами, законы физики таковы: если последовательность  $E$  допустима и описывает нек-рый физ. процесс, то это же справедливо и для последовательности  $\bar{E}$ . Подчеркнём, что координаты  $x^\mu$  и  $\bar{x}^\mu$  измеряются в одной и той же системе отсчёта; последовательности  $E$  и  $\bar{E}$  — это две разные последовательности событий, связанные активными преобразованиями, но в то же время по своей внутр. структуре они неразличимы. Это, в частности, означает, что если два события  $E_n$  и  $\bar{E}_k$  совпадают, то совпадают и события  $\bar{E}_n$  и  $\bar{E}_k$ . Ситуация аналогична ситуации в геометрии Евклида, где группа активных преобразований пространства переводит тело из одного положения в другое, не изменяя его внутр. структуры.

Подвергнем теперь преобразованию Пуанкаре саму систему  $L$ ,  $k$ -рая перейдёт в систему  $L'$  с такими же, как в  $L$ , часами и масштабами. Т. к. измерение есть нек-рое событие, соответствующее фиксации совпадений отсчёта часов и делений на линейках с нек-рым событием в  $L$ , то условие сохранения совпадений означает, что

4-координаты  $(x'_i)^\mu$  события  $\bar{E}_i$  в  $L'$  и 4-координаты  $x_i^\mu$  события  $E_i$  в  $L$  совпадают:  $(x'_i)^\mu \equiv x_i^\mu$ .

Если ввести преобразование, связывающее координаты события  $(x')^\mu$  в  $L'$  и координаты того же события в  $L - x^\mu$  (такие преобразования наз. пассивными), то оно будет иметь вид

$$x^\mu = b^\mu_\nu (x')^\nu + c^\mu, \quad (6)$$

где свойства  $b^\mu_\nu$  и  $c^\mu$  такие же, как и для активного преобразования.

Преобразования Пуанкаре ( $P$ ) образуют группу. Как известно, условия того, что нек-рая совокупность элементов образует группу, следующие. а) Для любых двух элементов  $P_1$  и  $P_2$  определено произведение  $P_1 P_2$ . В случае преобразований Пуанкаре (активных) произведение определяется как результат последоват. выполнения преобразования  $P_2$  и затем  $P_1$ . Из условия  $\det |B^\mu_\nu| = 1$  следует разрешимость (3) относительно  $x^\mu$ .

б) Операция умножения ассоциативна:  $P_1(P_2 P_3) = (P_1 P_2)P_3$ . Для преобразований Пуанкаре ассоциативность очевидна, т. к. если  $P_3$  переводит объект  $A$  в  $B$ ,  $P_2 - B$  в  $C$  и  $P_1 - C$  в  $D$ , то, по определению,  $(P_2 P_3)$  переводит  $A$  в  $C$  и  $P_1 - C$  в  $D$ ; соответственно  $P_1(P_2 P_3) - A$  в  $D$ . Аналогично  $(P_1 P_2) - B$  в  $D$  и  $(P_1 P_2)P_3$  также переводит  $A$  в  $D$ . в) Существует единичная группа  $I$  такая, что  $IP = PI = P$ . Это выполняется, если  $B^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu$ ,  $C^\mu = 0$ . г) Для любого  $P$  существует обратное преобразование  $P^{-1}$  такое, что  $PP^{-1} = P^{-1}P = I$ . Последнее очевидно, т. к. вследствие того, что  $\det |B^\mu_\nu| = 1$ , соотношение (3) может быть разрешено относительно  $x^\mu$ .

Группа Пуанкаре содержит в качестве подгруппы группу сдвигов во времени и в пространстве. Физически это означает, что в любой и. с. о. опыт, проведённый в др. время или в др. месте, даёт тот же результат (если установка изолирована от внем. воздействий). Из группы Пуанкаре можно выделить подгруппу трёхмерных вращений и сдвигов:

$$(x')^i = A_i^k x^k + D^i, \quad (7)$$

где лат. буквами ( $i, k = 1, 2, 3$ ) обозначены пространств. индексы. Инвариантность относительно преобразований (7) означает, что в любой и. с. о. пространство однородно и изотропно.

Преобразования (3) содержат также преобразования, наз. бустами. При таких преобразованиях покоящийся в  $L$  точка ( $x' = \text{const}$ ) переходит в точку, движущуюся со скоростью  $v$ , а точка, движущаяся в  $L$  со скоростью  $v'$ , переходит в точку, движущуюся со скоростью  $v''$ , соответствующей релятивистскому закону сложения скоростей (см. ниже). В отличие от подгруппы (7), бусты подгруппы не образуют. Группа Пуанкаре содержит 10 независимых параметров. Коэф.  $A_i^k$  или  $B^\mu_\nu$  с учётом условия (4) содержит шесть независимых параметров, а четыре сдвига произвольны.

Инвариантность  $s^2$  относительно преобразований группы Пуанкаре означает, в частности, инвариантность ур-ния  $s^2 = 0$ . В свою очередь это означает инвариантность скорости света относительно всех преобразований, перечисленных выше (в действительности, согласно частной О. т., со скоростью света движется любая безмассовая частица). В частности, скорость света не изменяется при движении источника. (Событием  $E$  может служить испускание света движущимся источником.) Этот факт является одной из основных черт О. т.

Возможность реализации в  $L$  и  $L'$  последовательностей событий с одинаковыми координатами относитель-

но этих и. с. о. наз. приходим относительности Эйнштейна. Он означает, что законы природы должны иметь одинаковый вид во всех и. с. о. Для наблюдателей в  $L$  и  $L'$  соответственно процессы  $E$  и  $\bar{E}$  выглядят совершенно одинаково, это найд. наблюд. отражает утверждение о тождественности их внутр. структуры. Если не требовать выполнения условия непрерывного перехода от матриц  $A_{\nu}^{\mu}, B_{\nu}^{\mu}$  к единичной  $I$ , то наряду с нерешаемыми выше преобразованиями, приводящими к принципу относительности Эйнштейна, появляются также дискретные, или несобственные, преобразования  $t \rightarrow -t$  (обращение времени) и  $r \rightarrow -r$  (пространственная инверсия). Инвариантность относительно этих преобразований в природе нарушается слабым взаимодействием. Не соединяется непрерывно с  $I$  также преобразование  $x^0 \rightarrow -x^0$ . Инвариантность относительно такого преобразования имеет место, если дополнить его заменой всех частиц на античастицы. Это является общим следствием квантовой теории поля (теорема CPT).

### Группа Лоренца

Группой Лоренца (в математике её наз. собственной группой Лоренца) наз. подгруппа группы Пуанкаре, образуемая преобразованиями (в случае пассивных преобразований) вида

$$\begin{aligned}x^{\mu} &= b_{\nu}^{\mu}(x^{\nu}), \\(x^{\nu})' &= a_{\mu}^{\nu}x^{\mu},\end{aligned}\quad (8)$$

по-прежнему сохраняющая  $s^2$  и с матрицей  $b_{\nu}^{\mu}$ , непрерывно связанной с единичной матрицей  $I$ . Т. к. пространство Минковского, образуемое точками  $x^{\mu}$ , однородно, то выделенные начала координат в (8) не являются ограничением. Общий случай выбора преобразования (8) соответствует переходу к системе отсчёта, движущейся с пост. скоростью  $v$  и с осями, повернутыми произвольным образом. Очевидно, что он может быть сведён к след. последовательности преобразований: 1) такому повороту исходной системы осей, чтобы ось  $x^1$  совпала с направлением  $v$ ; 2) переходу к системе отсчёта с осями  $x', y', z'$ , параллельными осям  $x, y, z$  системы  $L$ , движущейся со скоростью  $v$ ; 3) произвольному повороту осей  $x', y', z'$ . Число параметров преобразования равно при этом 6; это совпадает с тем, что матрица  $b_{\nu}^{\mu}$  удовлетворяет условию  $b_{\alpha}^{\mu} a_{\nu}^{\alpha} \eta_{\mu\nu} = \eta_{\alpha\beta}$  ( $a_{\alpha}^{\mu}$  — матрица  $4 \times 4$ ,  $\det |a_{\alpha}^{\mu}| = 1$ ). Преобразования к параллельным осям, движущимся с произвольной скоростью  $v$ , являющиеся пассивным аналогом бустов, не образуют подгруппы Лоренца, во преобразования относительно фиксиров. направления движения образуют. Выберем в качестве направления движения ось  $x^1$ . В этом случае координаты  $x^2, x^3$  не преобразуются:  $(x^2)' = x^2, (x^3)' = x^3$ . Выберем в (1) в качестве точки 1 начало координат. Тогда условие инвариантности интервала будет иметь вид

$$s^2 = (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 = (s')^2$$

и  $s^2$  инвариантны относительно (8). В случае движения по оси  $x^1$  условие инвариантности сводится к требованию инвариантности выражения  $(x^0)^2 - (x^1)^2$  с очевидным решением:

$$x^1 = \frac{(x^1)' + \beta(x^0)'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad x^0 = \frac{(x^0)' + \beta(x^1)'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (9)$$

где  $\beta = v/c$ , и соответственно обратным преобразованиям:

$$(x^1)' = \frac{x^1 - \beta x^0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (x^0)' = \frac{x^0 - \beta x^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (10)$$

Множитель  $1/\sqrt{1 - \beta^2}$  имеет стандартное обозначение  $\gamma$  ( $\gamma \geq 1$ ). С точки зрения инвариантности  $s^2$ ,  $\beta$  может быть произвольным параметром,  $-1 < \beta < 1$ . При  $|\beta| = 1$  возникает сингулярность, а затем преобразование становится мнимым, что является одним из выражений недолучимости в частной О. т. скоростей, больших скорости света.

Положим в (10)  $(x^1)' = 0$  (начало координат), имеем  $x^1 = (v/c)x^0 = 0$ , т. е. (т. к.  $x^0 = ct$ )  $v$  есть скорость движения  $L'$  относительно  $L$ .

Из фл (9) и (10) вытекают два осн. классич. следствия частной О. т. При измерении в  $L$  длины стержня  $l$ , покоящегося в  $L'$ , естественно считать его длиной в  $L$  разность координат концов, измеренных в одно и то же время в  $L$ . Тогда (пользуясь обозначениями  $x, y, z$  для координат) имеем для точек  $A, B$  стержня

$$x_A - x_B = (x'_A - x'_B)\sqrt{1 - \beta^2},$$

или

$$l = l_0\sqrt{1 - \beta^2} = l_0/\gamma, \quad (11)$$

где  $l_0 = x'_A - x'_B$  (по определению) — длина покоящегося в  $L$  стержня, наз. его собственной длиной и т. д. Т. о., движущийся вдоль своей длины отрезок сокращается в  $\gamma$  раз; это сокращение наз. сокращением Лоренца — Фитцджеральда. Соответственно во столько же раз сокращаются все продольные (вдоль движения) размеры движущегося тела. Подчеркнём, что речь идёт именно об определённой процедуре измерений и вопрос о видимой форме тела в частной О. т. нуждается в отд. рассмотрении. Для равномерных прямолинейных движений эффект сокращения относителей; наблюдатель в  $L'$  измерит при аналогичной ситуации сокращение масштаба в  $L$ . Однако это несправедливо для непрямолинейного движения. Представим себе оземь большое число стержней, уложенных кольцом внутри обода диска  $2\pi R$ . Тогда при  $l_0 \ll R$  число стержней, к-рые могут быть уложены по ободу, равно  $2\pi R/l_0$ . Если же стержни быстро скользят вдоль обода, то сокращение Лоренца — Фитцджеральда приведёт к тому, что окажется возможным уложить  $(2\pi R/l_0)\gamma$  стержней. Т. о., сокращение Лоренца — Фитцджеральда есть нек-рое объёмное свойство геометрии пространства-времени Минковского (т. е. свойство пространства  $\{x^{\mu}\}$ , описываемое группой Пуанкаре).

Рассматривая часы, помещённые в  $L'$  в начале координат, получаем

$$t' = t\sqrt{1 - \beta^2}, \quad (12)$$

т. е. движущиеся часы с точки зрения наблюдателя в  $L$  отстают. Так же как и для длин, эффект симметричен: для наблюдателя в  $L'$  отстают часы в  $L$ . Симметрия связана с характером постановки опыта; один движущиеся часы сравниваются с покоящимися синхронизован. цепочкой часов в др. системе отсчёта. В случае, если часы движутся по замкнутой траектории, эффект становится абсолютным. Если часы движутся в течение времени  $T$  из  $A$  в  $B$ , а потом обратно из  $B$  в  $A$  с той же скоростью, то с той точностью, с к-рой можно игнорировать временем поворота и действием ускорения (а это всегда возможно, если  $T$  достаточно велико по сравнению с временем поворота), по часам наблюдателя в  $A$  пройдет  $2T$  единиц времени, а по двигающимся часам  $2T\sqrt{1 - \beta^2}$ . Этот эффект, часто называемый парадоксом близнецов, абсолютен. В действительности никакого парадокса нет, поскольку система отсчёта, связанная с часами, перестаёт быть инерциальной во время поворота.

Из инвариантности интервала следует, что в общем случае движущиеся часы, проходящие за время  $dt$  рас-

стояние  $dl$ , покажут величину интервала  $dt$ , поскольку в сопроисходящей их системе отсчёта они покоятся. Отсюда следует

$$dt^2 = d\tau^2 + dl^2, \quad (13)$$

где  $dl$  — пройденный отрезок, или

$$d\tau = dt\sqrt{1 - \beta^2}. \quad (14)$$

Соответственно время, измеренное часами, движущимися по искривленной траектории  $AB$ , равно след. интегралу по траектории, по к-рой движутся часы  $B$ :

$$\tau = \int_A^B dt\sqrt{1 - \beta^2}. \quad (15)$$

Этот же результат можно записать в виде

$$\tau = \int_A^B ds,$$

где интеграл берётся по траектории часов. Из (15) видно, что движущиеся часы всегда отстают от неподвижных. Так же как и в рассмотренном выше частном случае, справедливость (15) требует, чтобы ускорения были достаточно малы и не оказывали действия на ход часов.

Из (9) следует закон сложения скоростей. Для частного случая, когда тело движется в  $L'$  параллельно оси  $x$  со скоростью  $V'$ , имеем для скорости тела в  $L$

$$V = \frac{V' + v}{1 + vV'/c^2}, \quad (16)$$

где  $v$  — скорость  $L'$  относительно  $L$ . Если рассматривать ф-лу (16) как активное преобразование, то она описывает буст точки, именной первоначально скорость  $V'$ . Из этой ф-лы сразу видна независимость скорости света от движения источника: при  $V' = c$  получаем  $V = c$ . Из неё также следует ф-ла Френеля частичного уклонения света источником. Если свет распространяется в среде с показателем преломления  $n$ , движущейся со скоростью  $v$ , то  $V' = cn$  и для скорости света в лаб. системе  $L$  имеем

$$c' = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right).$$

### Абберация света и видимая форма предметов в частной О. т.

Пусть система  $L'$  (с осями, параллельными осям системы  $L$ ) движется параллельно оси  $x$  системы  $L$  со скоростью  $v$  и пусть в  $L'$  движется импульс света под углом  $\theta'$  к оси  $x'$ . Без ограничения общности можно считать, что импульс движется в плоскости  $x'y'$  и в момент  $t' = 0$  находится в точке  $x' = y' = 0$ . Из преобразований Лоренца получаем  $x = (ct'\cos\theta' + vt')/\sqrt{1 - \beta^2}$ . Моменту времени  $t'$  соответствует в  $L$  время

$$t = (t' + (v/c)t'\cos\theta')/\sqrt{1 - \beta^2},$$

и за это время импульс в  $L$  пройдёт путь  $l = ct$ . Откуда для угла луча (соответствующего рассматриваемому импульсу света) с осью  $x$  в  $L$  получаем

$$\cos\theta = \frac{x}{l} = \frac{\cos\theta' + v/c}{1 + (v/c)\cos\theta'}. \quad (17)$$

Т. о., движущийся наблюдатель видит объект в др. направлении, чем неподвижный наблюдатель.

Если объект наблюдается под малым телесным углом, то изображение предмета, видимое движущимся наблюдателем, сохранит свою форму, но оказывается повернутым; если наблюдатель в  $L$  видит покоящийся в  $L'$  предмет под углом  $\theta$ , то изображение, к-рое он получит на мгновенной фотографии, будет соответствовать изображению в  $L'$  на снимке под углом  $\theta'$  (в  $L'$  изображение, очевидно, не зависит от момента снимка). Действительно, пусть импульсы света  $1'$  и  $2'$  в  $L'$  дают изображение в  $L'$  в момент  $t'$ . Пусть  $S_1$  и  $S_2$  — их

положения в момент  $t'$  в  $L'$ . В системе  $L'$  им соответствует разное время  $t_1$  и  $t_2$ ,  $t_2 - t_1 = \Delta t' \neq 0$ . Квадрат интервала между  $S_1$  и  $S_2$  равен

$$s^2 = c^2(\Delta t')^2 - (l')^2,$$

где  $l'$  — трёхмерное расстояние между  $S_1$  и  $S_2$ , равное  $\sqrt{c^2(\Delta t')^2 + c^2(\Delta r')^2}$ ,  $r'$  — расстояние между лучами  $1'$  и  $2'$ . Т. о.,  $s^2 = -(\Delta r')^2$ . В системе  $L$   $t_1 = t_2$ , фронт волны перпендикулярен к направлению лучей  $1$  и  $2$  и  $s^2 = -r^2$ , где  $r$  — расстояние между лучами в  $L$ . Т. к.  $s$  — инвариант, то  $r^2 = (r')^2$ , что и доказывает сделанное выше утверждение. Более подробно вопрос о видимых изображениях рассмотрен В. Вайскопфом (V. Weisskopf) и В. Риндлером (W. Rindler) в 1977. Это явление не противоречит, разумеется, сокращению масштабов, описанному в предыдущем разделе, т. к. там речь шла о мгновенных измерениях, здесь же решающую роль играет запаздывание импульсов, идущих от разных точек тела.

### Пространство скоростей

Пространством скоростей в частной О. т. называется пространство, каждой точке к-рого соответствует частица, движущаяся с данной скоростью  $v$ , а квадрат расстояния  $dl_v^2$  для двух бесконечно близких точек  $P, Q$  равен квадрату их относит. скорости, измеренной по часам в  $P$  и  $Q$ . Первое утверждение предполагает введение искривленной системы отсчёта и в этом смысле координатно-зависимое, второе имеет абс. смысл. Удобно ввести след. параметризацию. Для колеблющихся скоростей, как следует из преобразований Лоренца, справедлив закон сложения скоростей (здесь и ниже будем полагать  $c = 1$ , что приводит к существу, упрощению ф-л):

$$v_{02} = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2}, \quad (18)$$

где  $v_1$  — скорость точки 1 относительно начала отсчёта  $O$ ,  $v_2$  — скорость точки 2 относительно точки 1 и  $v_{02}$  — скорость точки 2 относительно  $O$ . Эта ф-ла была получена выше для движения частицы по оси  $x$ , но, очевидно, справедлива всегда, если движение происходит по одной прямой. Введём параметр  $\chi$  такой, что  $v = \text{th}\chi$ . Тогда (18) принимает вид

$$\text{th}\chi_{02} = \frac{\text{th}\chi_1 + \text{th}\chi_2}{1 + \text{th}\chi_1 \text{th}\chi_2} = \text{th}(\chi_1 + \chi_2), \quad (19)$$

т. е., в отличие от скорости, параметр  $\chi$  аддитивен:

$$\chi_{02} = \chi_1 + \chi_2. \quad (20)$$

При  $\chi \ll 1$   $v \approx \chi$ , откуда следует, что если в пространстве скоростей ввести в качестве радиальной координаты параметр  $\chi$ , то для двух точек, движущихся в одном направлении, квадрат расстояния в пространстве скоростей равен

$$dl_v^2 = dv^2 = d\chi^2.$$

Для точек  $P$  и  $Q$ , движущихся с равными по модулю скоростями, образующими угол  $d\varphi$ , расстояние между ними, если они движутся из одной точки, растёт как  $v d\varphi dt$  во времени покоящейся системы отсчёта. Т. к.  $d\chi$  связано с собств. временем  $d\tau$  для  $P, Q$  соотношением  $dt = d\tau/\sqrt{1 - v^2}$ , то

$$dl_v^2 = dv^2 = [v^2/(1 - v^2)]d\varphi^2 = (\text{sh}\chi)^2 d\varphi^2.$$

Очевидно, что относит. скорость не зависит от нач. условия (совпадения  $P$  и  $Q$ ).

В бесконечно малой окрестности точки  $P$  пространства скоростей действует закон параллелограмма скорости Ньютона. Поэтому  $dv^2 = dv_1^2 + dv_2^2$ , следовательно, в случае движения в заданной плоскости

$$dl_v^2 = d\chi^2 + (\text{sh}\chi)^2 d\varphi^2. \quad (21) \quad 497$$

Как известно, такая метрика есть метрика плоскости Лобачевского. Это — двумерное пространство с постоянной гауссовой кривизной  $K = -1$ .

Аналогично, трёхмерному случаю соответствует трёхмерное пространство Лобачевского. В пространстве Лобачевского, как во всяком пространстве с заданной метрикой, можно ввести параллельный перенос. Геометрические линии, образующие параллельным переносом, по определению, есть прямые в этом пространстве. Т. к. в любой его точке в малой окрестности действует ньютонов закон сложения скоростей, то в этой окрестности параллельный перенос означает сохранение направления скорости, а если переносится какой-то др. вектор, то он должен сохранять угол с направлением скорости. В частности, параллельному переносу из  $O$  в  $A$  ( $B$ ) координатных осей соответствует чисто лоренцевское преобразование (без вращения) в системе отсчёта, движущейся со скоростью  $v_1$  ( $v_2$ ) (рис. 1). Параллельный перенос вдоль геодезической  $AB$  даёт чисто лоренцевское преобразование от  $A$  к  $B$ . При этом из-за кривизны пространства система, полученная последовательными переходами  $OA, AB$ , довернута (на угол  $\alpha$ ) относительно системы, полученной переходом  $OB$ . Это отражает тот факт, что чисто лоренцевские преобразования не образуют группы. Аналогично можно убедиться, что они не коммутируют между собой.

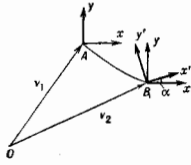


Рис. 1. Система  $x'$  получена из  $x$  параллельным переносом по  $AB$ .

Неевклидовость пространства скоростей непосредственно ответвлена за явление, наз. томасовской прецессией [Д. Томас (L. Thomas), 1926]. Если физические реализованный вектор — ось гироскопа или спин частицы — связан с системой, движущейся ускоренно, а рассматриваемый вектор не испытывает воздействия к.-л. сил, то он переносится параллельно вдоль геодезической скорости, и т. к. пространство имеет кривизну, он прецессирует. Для вычисления этой прецессии удобно ввести сопутствующую систему координат, получающуюся параллельным переносом из  $O$  в  $P$ . При движении из  $P$  в  $P'$  вектор переносится параллельно и по отношению к сопутствующим осям оказывается повернутым на угол  $\delta\alpha = K S_{OPP'}$ , где  $K = -1$ ,  $S_{OPP'}$  — площадь  $OPP'$ , что даёт

$$\delta\alpha = -(\text{ch}x - 1)\delta\varphi. \quad (22)$$

В случае движения по окружности, когда  $x = \text{const}$ , для угл. скорости томасовской прецессии имеем

$$\alpha = -(\gamma - 1)\omega, \quad (23)$$

где  $\omega$  — угл. частота. В нерелятивистском пределе  $\alpha = -v^2\omega$ . Это выражение используется при расчёте тонкой структуры в атомной физике.

С помощью аппарата четырёхмерных векторов, описанного в след. разделе, легко получить для относительности скоростей  $v_{12}$  точек, движущихся со скоростями  $v_1$  и  $v_2$ , образующими угол  $\theta$ , формулу

$$\frac{1}{\sqrt{1-v_{12}^2}} = \frac{1-v_1 v_2 \cos\theta}{\sqrt{1-v_1^2} \sqrt{1-v_2^2}}$$

или

$$\text{ch}x_{12} = \text{ch}x_1 \text{ch}x_2 - \text{sh}x_1 \text{sh}x_2 \cos\theta. \quad (24)$$

Ф-ла (24) является аналогом ф-лы косинусов сферы. тригонометрии для пространства Лобачевского.

**Векторы и тензоры в пространстве Минковского**

Для построения инвариантных и ковариантных выражений в частной О. т. используется тензорный ап-

парат в пространстве Минковского. Простейшей величиной, следующей за скаляром, является контравариантный четырёхмерный вектор. Таким является, в частности, 4-вектор  $x^\mu$  с компонентами  $x^0 = t, x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z$ . Закон преобразования для него задан ф-лами (8). Произвольный 4-вектор  $B^\mu$ , преобразующийся по ф-лам (8), наз. контравариантным. Квадрат его длины  $B^2 \equiv \eta_{\mu\nu} B^\mu B^\nu$  является инвариантной величиной.

Матрицы  $a^\mu_\nu$  и  $b^\nu_\mu$  связаны соотношением

$$b^\nu_\mu = \eta^{\sigma\tau} a^\sigma_\mu a^\nu_\tau, \quad (25)$$

где

$$\eta_{\mu\nu} \eta^{\nu\sigma} = \delta^\sigma_\mu.$$

Наряду с контравариантными компонентами вектора  $B^\mu$  можно ввести ковариантные (часто говорят просто о ковариантных векторах)  $B_\mu = \eta_{\mu\nu} B^\nu$ . Для любых 4-векторов  $A, B$  можно определить скалярное произведение

$$(AB) = A_\mu B^\mu = A^\mu B_\mu, \quad (26)$$

инвариантное относительно преобразований Лоренца.

Произвольный тензор  $T^{(n)}_{(m)}$  ранга  $n + m$  с  $n$  контравариантными и  $m$  ковариантными индексами определяется законом преобразования:

$$T^{\mu_1 \dots \mu_n \nu_1 \dots \nu_m} = a^{\mu_1}_{\alpha_1} a^{\mu_2}_{\alpha_2} \dots a^{\mu_n}_{\alpha_n} b^{\nu_1}_{\beta_1} b^{\nu_2}_{\beta_2} \dots b^{\nu_m}_{\beta_m} T^{\alpha_1 \dots \alpha_n \beta_1 \dots \beta_m}. \quad (27)$$

Из определения  $\eta_{\mu\nu}$  следует, что он является инвариантным [преждевсич сам в себя при преобразовании (27)] тензором второго ранга (то же относится к  $\eta^{\mu\nu}$ ).

Из свойств преобразований Лоренца следует, что ранг тензора  $T^{(n)}_{(m)}$  может быть понижен на 2:  $T^{(n)}_{(m)} \rightarrow V^{(n-1)}_{(m-1)}$  свёртыванием (суммированием) по произвольной паре верхних и нижних индексов.

Примерами 4-векторов являются 4-импульс системы  $P^\mu$ , 4-потенциал эл.-магн. поля  $A_\mu$  и др. Четырёхмерные векторы классифицируются по их поведению относительно преобразований Лоренца: полярные векторы меняют знак пространственных компонент, а временная компонента не изменяется; аксиальные векторы ведут себя противоположным образом. Аналогичная классификация применяется и по отношению к величинам, инвариантным относительно преобразований Лоренца: они делятся на скаляры и псевдоскаляры.

Примером тензоров может служить тензор энергии-импульса  $T^{\mu\nu}$  и тензор эл.-магн. поля  $F^{\mu\nu}$ . Тензоры второго ранга  $S^{\mu\nu}$  могут быть симметричными и антисимметричными, для к-рых соответственно  $S^{\mu\nu} = \pm S^{\nu\mu}$ . Тензор  $T^{\mu\nu}$  является примером тензора первого типа,  $F^{\mu\nu}$  — второго.

Рассматривая кинематику точки, движущейся по произвольной траектории под действием внеш. сил, удобно ввести в качестве параметра точки  $P$  величину

$s = \int_A^P ds$ , где интеграл берётся по траектории частицы от произвольной точки  $A$ , тогда  $x^\mu = x^\mu(s)$ . В том случае первая производная по  $s$  даёт вектор четырёхмерной скорости

$$u^\mu = \frac{dx^\mu}{ds}. \quad (28)$$

Т. к.  $ds = dt\sqrt{1-v^2}$ , то

$$u^\mu = \frac{v^\mu}{\sqrt{1-v^2}}, \quad i = 1, 2, 3, \quad u^0 = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}. \quad (29)$$

Учитывая, что  $ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ , и деля эту выражение на  $ds^2$ , получаем

$$\frac{dx^\mu dx^\mu}{ds^2} = u^\mu u_\mu = 1. \quad (30)$$

Т. о., квадрат длины  $u^{\mu}$  равен 1. Инвариантное ускорение определяется как

$$w^{\mu} = \frac{du^{\mu}}{ds} = \frac{d^2x^{\mu}}{ds^2}. \quad (34)$$

Из (34) следует, что

$$w_{\mu}u^{\mu} + w^{\mu}u_{\mu} = 2w_{\mu}u^{\mu} = 0, \quad (32)$$

т. е. четырёхмерное ускорение ортогонально к 4-скорости.

Операции дифференцирования и интегрирования в частной О. т. могут быть представлены в ковариантном виде. Взятие частной производной по  $\partial/\partial x^{\mu}$  повышает ранг тензора на единицу с появлением ковариантного индекса  $\mu$  (простейший пример — вектор  $\partial\phi/\partial x^{\mu}$ , где  $\phi$  — скаляр).

В четырёхмерном мире Минковского возможны одномерные многообразия — линии, двумерные — поверхности, трёхмерные — гиперповерхности и четырёхмерные — объёмы. По всем им могут производиться операции интегрирования. Инвариантная форма интеграла по линии может иметь вид  $\int f(s)ds$  или  $\int B_{\mu}dx^{\mu}$ . Элементом двумерной поверхности является тензор  $dx^{\mu}dx^{\nu} = -dx^{\nu}dx^{\mu}$ , соответственно инвариантный интеграл возникает при интегрировании с антисимметричным тензором. Элемент гиперповерхности, построенный на 4-векторах  $dx(1)$ ,  $dx(2)$ ,  $dx(3)$  (где числа в скобках нумеруют 4-векторы), имеет вид детерминанта

$$\begin{vmatrix} dx^{\mu}(1) & dx^{\nu}(1) & dx^{\lambda}(1) \\ dx^{\mu}(2) & dx^{\nu}(2) & dx^{\lambda}(2) \\ dx^{\mu}(3) & dx^{\nu}(3) & dx^{\lambda}(3) \end{vmatrix}$$

и является тензором третьего ранга. В этом случае удобно ввести полностью антисимметричный тензор  $\epsilon_{0123}$  такой, что  $\epsilon_{0123} = 1$ , а при какой-либо перестановке индексов знак меняется. Этот тензор инвариантен при собственных преобразованиях Лоренца (но меняет знак при замене  $t \rightarrow -t$  или  $r \rightarrow -r$ ). С его помощью объёму гиперповерхности можно поставить в соответствие вектор  $ds_{\mu} = (1/3!) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} dx^{\nu}(1) dx^{\alpha}(2) dx^{\beta}(3)$ . Для случая, когда гиперповерхность — пространственная область с  $t = 0$ ,  $u$ ,  $ds_{\mu}$  отлична от нуля только компонента  $ds_0$ , а если  $dx(1)$ ,  $dx(2)$ ,  $dx(3)$  направлены по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , то

$$ds_0 = dx dy dz = dx^1 dx^2 dx^3,$$

т. е.  $ds_0$  равна элементу трёхмерного объёма. Элемент четырёхмерного объёма может быть представлен в виде  $d\Omega = (1/4!) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} dx^{\mu}(1) dx^{\nu}(2) dx^{\alpha}(3) dx^{\beta}(4)$  либо  $d\Omega = dx^0 dx^1 dx^2 dx^3$ , т. е. он является четырёхмерным скаляром. Так же как в трёхмерном пространстве, в четырёхмерном пространстве существуют теоремы Гаусса и Стокса, напр.

$$\int \mathcal{B}^{\mu} ds_{\mu} = \int \frac{\partial \mathcal{B}^{\mu}}{\partial x^{\mu}} d\Omega.$$

#### Синигорные представления группы Лоренца

Из 4-вектора  $x^0$ ,  $x^1$ ,  $x^2$ ,  $x^3$  можно составить эрмитову матрицу

$$M = \begin{pmatrix} x^0 + x^1 & x^2 - ix^3 \\ x^2 + ix^3 & x^0 - x^1 \end{pmatrix}.$$

Детерминант этой матрицы представляется собой интервал  $(x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2$ . Если умножить  $M$  справа на произвольную унитарную матрицу (матрицу с детерминантом единица)  $K$ , а слева на эрмитово сопряжённую  $K$  матрицу  $K^+$  ( $M^+ = K^+ M K$ ), то очевидно, что это преобразование сохраняет как эрмитовость, так и детерминант матрицы  $M$ . Действительно,  $(M^+)^+ = -(K^+ M K)^+ = K^+ M K = M^+$ ,  $\det M^+ = \det K^+ \det M \det K = \det M$ .

Т. о., если записать матрицу  $M'$  в виде

$$M' = \begin{pmatrix} (x^0)' + (x^1)' & (x^2)' - i(x^3)' \\ (x^2)' + i(x^3)' & (x^0)' - (x^1)' \end{pmatrix},$$

то получим  $s'^2 = (s')^2$ , т. е. преобразование, принадлежащее группе Лоренца. Очевидно, что так построенные преобразования образуют группу. Можно показать, что каждому событию преобразования Лоренца соответствуют две и только две матрицы  $K$ , отличающиеся лишь знаком. Возможность найти для каждого преобразования Лоренца подходящую матрицу  $K$  следует, по существу, из того, что унитарная матрица зависит от столько же параметров, что и группа Лоренца, а неоднозначность в знаке матрицы  $K$  очевидна. Если ввести двухкомпонентную величину  $(\phi_{\pm})$ , преобразующуюся при преобразованиях Лоренца с помощью матрицы  $K$ , то получится новый вид представления группы Лоренца — с  $\pm$  и в  $0$  и  $1$   $\gamma$ . Он возникает естественно при построении Дирака уравнений, описывающего частицы со спином  $1/2$  в квантовой теории поля.

#### Структура пространства Минковского

Из ф-л (9) и (10) следует, что в частной О. т. время события не является абс. величиной: события, происходящие в разных точках, будут иметь разные времена в различных  $n$ . с. о., даже если они были одновременны в исходной системе отсчёта. Если

$$|x_A - x_B| > |t_A - t_B|, \quad (33)$$

то временной порядок событий  $A$ ,  $B$  может меняться при переходе от системы  $L$  к системе  $L'$ . В этом нет логич. противоречия, если скорость света является предельной для распространения сигналов и взаимодействий, т. к. тогда при выполнении условия (33) события  $A$  и  $B$  не могут быть причинно связаны. Напротив, если  $|x_A - x_B| \leq |t_A - t_B|$ , возможна причинная связь между  $A$  и  $B$ , но в этом случае порядок событий не меняется. (Однако если бы существовали частицы, движущиеся со скоростью, большей скорости света, — т. н. тахионы, то порядок причинно связанных событий мог бы быть разным в разных системах отсчёта. Это привело бы к серьёзным затруднениям с причинностью, т. к. наблюдатель в  $L'$  мог бы «уничтожить» событие  $A$ , к-рое в  $L$  порождает событие  $B$ , и причинная связь нарушилась бы. Попытки переинтерпретировать реакцию тахионов так, чтобы она стала непротиворечивой, не привели к успеху.)

Невозможность движения сигналов со скоростью, большей скорости света, не означает, что в частной О. т. вообще невозможны движения со сверхсветовой скоростью. Такие движения могут быть реализованы, напр., как движение «зайчика» от проектора, но в этом случае взаимодействие и причинная связь между разными точками траектории «зайчика» отсутствуют.

Инвариантная запись (33), справедливая в любой системе отсчёта, имеет вид  $s_{AB}^2 < 0$ . Такие интервалы наз. пространственными интервалами. В подходящей системе отсчёта соответствующий им 4-вектор  $AB$  может быть представлен в виде  $(0, r)$ . Условие  $s_{AB}^2 > 0$  определяет временные интервалы; соответствующий вектор может быть представлен в виде  $(t, 0)$ , и время  $t$  — это время, отсчитанное часами, движущимися по прямой  $AB$ . Ур-ние  $s^2 = 0$  соответствует прямой, являющейся траекторией светового луча или любой безмассовой частицы. Относительно любой точки  $O$  трёхмерное многообразие, наз. световым конусом или световой гиперповерхностью, на к-рой лежат все световые лучи, проходящие через  $O$ , разбивает пространство на две области:

$$\delta s_{\Delta} \geq 0, \quad (34, a)$$

$$\delta s_{\Delta} < 0. \quad (34, b) \quad 499$$

Если принять  $O$  за начало отсчёта, то в силу того, что совбств. преобразования Лоренца не меняют направления времени внутри светового конуса и на нём самом (34а), световой конус и заключённый внутри него объём можно разбить на части, соответствующие  $t > 0$  и  $t < 0$ , наа. верхней и нижней плоскми. Часть  $t > 0$ ,  $s_{OA}^2 \geq 0$ , соответствует событиям, на к-рые  $O$  может оказать причинное воздействие, или точкам, в к-рые может прийти сигнал из  $O$ ; это абс. будущее для  $O$ . Соответственно, совбств. событий, к-рые  $O$  может увидеть, или тех, к-рые могут оказать на неё причинное действие. Т. о., эта пола — абс. прошлое для  $O$ . Все траектории тел и лучей, приходящих из  $O$ , должны принадлежать нижней поле  $t < 0$ ,  $s_{OA}^2 \geq 0$ . Соответственно, все луча света и траектории тел, выходящих из  $O$ , принадлежат верхней поле и образуют абс. будущее для  $O$ .

Совкупность точек, связанных с  $O$  векторами  $(0, x, y, z)$  в системе отсчёта  $L$ , где точки по оси времени имеют вид  $(t, 0)$ , т. е. в системе, где ось времени проходит через  $O$ , очевидно, соответствует гиперповерхности, ортогональной к оси времени в метрике Минковского. Она состоит из событий, одновременных с  $O$  и образующих трёхмерное евклидово пространство. Такое пространство можно построить для любой точки на оси времени. Телам, покоящимся в этом пространстве, отвечают прямые мировые линии, параллельные оси времени.

Траектории любого тела, движущегося прямолинейно и равномерно в системе  $L$  и проходящего через  $O$  при  $t = 0$ , можно принять за временную ось системы отсчёта  $L'$ , связанной с  $L$  преобразованием Лоренца. Единичный вектор  $e_t$ , направленный по оси времени, всегда удовлетворяет инвариантному условию

$$\gamma_{\mu\nu} e_t^\mu e_t^\nu = 1. \quad (35)$$

Для оси  $t'$  он имеет вид  $(1, 0, 0, 0)$ , а произвольный вектор, направленный по этой оси, есть  $te_t = (t, 0, 0, 0)$ . Для оси  $t'$  единичный вектор  $e_{t'}$  равен  $u^\mu = (\gamma, \gamma v)$ , соответственно, произвольный вектор, направленный по  $t'$ , имеет вид  $t'u = (t'\gamma, t'\gamma v)$ . Совокупность всех векторов, ортогональных оси  $t'$  в заданной точке, образует пространство системы  $L'$  и события, лежащие в нём, одновременно в  $L'$ . Если в данной точке  $t'$  в этом пространстве построить оси  $x', y', z'$ , то они образуют полный набор координат в  $L'$ . Ось  $x'$  можно поместить в плоскость  $t'u$  (рис. 2), тогда единичный вектор, направленный по  $x'$ , будет иметь вид  $e_{x'} = (\gamma v, \gamma, 0, 0)$ ; в метрике Минковского он ортогонален  $e_{t'}$ .

Отсюда сразу вытекают эффекты изменения интервалов времени и пространства при переходе от  $L$  к  $L'$ . Промежуток времени  $\Delta t'$  в  $L'$  имеет временную компоненту в  $L$ , равную временной компоненте вектора  $\Delta t' e_{t'}$ ,

что даёт  $\gamma \Delta t' = \Delta t$  или  $\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - v^2}$ .

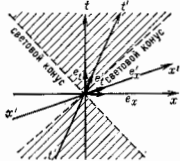


Рис. 2.

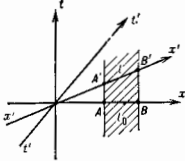


Рис. 3.

Соответственно, чисто пространственный отрезок  $AB$  длины  $l_0$  в  $L$  описывает в мире Минковского полосу, показанную на рис. 3; точки пересечения её границ с осью  $x'$  одновременны с точки зрения  $L'$  и, следовательно, определяют длину  $l$  отрезка  $AB$  в движущейся сис-

теме. Но  $l_0$  — это компонента вектора  $le'_{x'}$  по оси  $x$ , т. е.  $l_0 = \gamma l$  или  $l = l_0 \sqrt{1 - v^2}$ .

### Релятивистская механика

Для всех известных в частной О. т. классич. полей и частиц ур-ния движения могут быть получены из условия равенства нулю вариации действия:

$$\delta S = 0. \quad (36)$$

Величина  $S$  является четырёхмерным скаляром и может быть представлена в виде

$$S = \int d^4x L, \quad (37)$$

где  $L$  — плотность ф-ции Лагранжа (лагранжиан).

Для свободной материальной точки массы  $m$

$$S = -m \int ds = -m \int dt \sqrt{1 - v^2}. \quad (38)$$

Условие экстремума даёт

$$m \frac{dv^\mu}{ds} = 0. \quad (39)$$

Величина  $mdv^\mu/ds$  наз. 4-импульсом частицы.

Релятивистская инвариантность требует инвариантности действия для замкнутой системы относительно группы Пуанкаре. Инвариантность относительно подгруппы сдвигов приводит, в силу теоремы Нётер, к четырём законам сохранения:

$$\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0; \quad (40)$$

конкретный вид тензора  $T^{\mu\nu}$  определяется видом  $L$ . Легко показать, что  $T^{\mu\nu}$  всегда может быть приведён к симметричному виду. Из (40) следует существование четырёх сохраняющихся величин:

$$P^\mu = \int T^{\mu\nu} ds_\nu, \quad (41)$$

где интеграл берётся по трёхмерной гиперповерхности. Величины  $P^\mu$  образуют 4-импульс; компонента  $P^0$  — энергия системы,  $P^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — компоненты её импульса. При интегрировании в (41) можно взять любую гиперповерхность или даже искривлённую пространственноподобную гиперповерхность, делящую мир Минковского на две части. Выбирая в качестве гиперповерхности гиперповерхность  $x^0 = \text{const}$ , получаем

$$ds_\nu = d^3x_\nu = dV$$

и

$$P^i = \int T^{i0} dV. \quad (42)$$

Вектор  $P^\mu$  времениподобен, поэтому всегда можно систему отсчёта, в к-рой определено интегрирование в (42), выбрать так, что  $P^i = 0$ . Эту систему называют с и с т е м о й п о к о я для рассматриваемого тела. В ней, по определению, 4-скорость тела равна  $(1, 0)$ .

Введём массу тела, определив её в системе покоя как

$$\int T^{00} dV = m. \quad (43)$$

Отсюда следует, что в системе покоя

$$P^\mu = m u^\mu. \quad (44)$$

В силу релятивистской инвариантности это справедливо в любой системе отсчёта, если массу считать скаляром. Переходя в систему отсчёта, движущуюся со скоростью  $v$ , получаем

$$P^\mu = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2}} \mathbf{v}, \quad \mathbf{P} = \frac{m \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2}}. \quad (45)$$

т. е.

$$P = \epsilon v. \quad (46)$$

Это соотношение справедливо и для безмассовых частиц, для к-рых  $v$  — единичный вектор. Случай  $m = 0$  получают предельным переходом. В системе единиц с

$c \neq 1$  ф-лы (45), (46) принимают вид:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad P = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad P = \frac{E \cdot v}{c^2}. \quad (47)$$

Многие авторы, пытаясь сохранить ньютоново соотношение между импульсом и энергией ( $P = mv$ ), наз. величину  $E/c^2$  полной массой, релятивистской массой или просто массой и обозначают её  $m(v)$ ,  $m_r$  или  $m$ , а обычную массу, к-рая в этой статье обозначается  $m$ , наз. массой покоя (обозначают  $m_0$ ). Т. о. в их обозначениях  $m \equiv m_r, P \equiv m(v) = m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$ . Введение  $m(v)$ , однако, излишне, т. к. приводит к необходимости говорить о двух законах сохранения: энергии и полной массы, тогда как второй из них есть просто закон сохранения энергии, поделённой на  $c^2$ . Кроме того, ф-лы (47) неприменимы к безмассовым частицам.

Для материальной точки состояние движения однозначно определяется вектором  $u^i$  и 4-импульс (введённый описанным выше способом) равен  $mdu^i/ds$ . Если  $n$  первоначально изолированных друг от друга тел (систем) вступают в нек-рой области пространства-времени во взаимодействие, после чего возникают  $n'$  новых тел, то, поскольку до взаимодействия полный 4-импульс  $P = \sum_n P_{in}$ , а после взаимодействия  $P = \sum_{n'} P_{out}$ , где  $P_{in}$  и  $P_{out}$  обозначают начальные (входящие) и конечные (выходящие) частицы, и поскольку полный импульс сохраняется всегда,

$$\sum_n P_{in} = \sum_{n'} P_{out}. \quad (48)$$

В частности, для энергии имеем

$$\sum_n E(r)_{in} = \sum_{n'} E(f)_{out}, \quad (49)$$

где  $r$  и  $f$  измеряют входящие и выходящие частицы.

В отличие от энергии сумма масс не сохраняется, но полная масса замкнутой системы, разумеется, сохраняется в любом процессе. Напр., в физике элементарных частиц хорошо известен процесс распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Нач. сумма масс есть просто  $m_{\pi^0}$ , а конечная равна нулю. Если обозначить  $P_{\pi^0}$  4-импульс  $\pi^0$ , а  $k_1, k_2$  — 4-импульсы  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , то  $m_{\pi^0}^2 = (k_1 + k_2)^2$ . В системе центра инерции двух  $\gamma$ :

$P_{\pi^0} = (m_{\pi^0}, 0)$ ,  $k_1 = (\omega, \mathbf{k})$ ,  $k_2 = (\omega, -\mathbf{k})$ ,  $|\mathbf{k}| = \omega$ , окончательно  $m_{\pi^0}^2 = 4\omega^2$ ,  $\omega = m_{\pi^0}c/2$ . Из (48) следует, что если покоящемуся телу сообщают энергию  $\Delta E$ , то его масса возрастает на ту же величину,  $\Delta m = \Delta E/c^2$  (предполагается, что сообщаемый телу импульс равен нулю), и, наоборот, если тело теряет энергию  $\Delta E$ , оставаясь в покое, то его масса уменьшается на  $\Delta m = \Delta E/c^2$ .

В релятивистском пределе энергия  $E$  в (49) может быть записана в виде  $m + mv^2/2$  и закон сохранения энергии принимает вид

$$\sum_n \left( m_r + \frac{m_r v_r^2}{2} \right)_{in} = \sum_{n'} \left( m_f + \frac{m_f v_f^2}{2} \right)_{out}. \quad (50)$$

Напр., в распаде урана его масса покоя больше сумм масс покоя осколков; разность масс выделяется в виде их кинетич. энергий.

Из (39) следует, что для любого тела

$$P^2 = P_0 P^2 = m^2. \quad (51)$$

Использование 4-импульса существенно упрощает решение задач с релятивистской кинематикой. Так, при распаде частицы с массой  $m_0$  на частицы с массами  $m_1, m_2$  получаем  $P_0 = P_1 + P_2$  или

$$P_0^2 - P_1^2 = P_2^2. \quad (52)$$

Возводя в квадрат (52), получаем

$$m_0^2 = m_1^2 + m_2^2 - 2(P_0 P_1).$$

В системе покоя частицы с массой  $m_0$  имеем  $(P_0 P_1) = = m_0 E_1$ , откуда  $E_1 = (m_1^2 + m_2^2 - m_0^2)/2m_0$ , и аналогично для  $E_2$ .

Для системы, находящейся во внеш. поле, 4-импульс не сохраняется. Для точечной частицы массы  $m$  закои его изменения можно представить в виде

$$m \frac{d u^i}{ds} = f^i, \quad (53)$$

где  $f^i$  — четырёхмерная внеш. сила. В электродинамике  $f^i = e F^{i\nu} u_\nu$  (сила Лоренца) и у-рние движения для частицы в поле имеет вид

$$m \frac{d u^i}{ds} = e F^{i\nu} u_\nu \quad (54)$$

( $e$  — электр. заряд частицы).

### Экспериментальные основания частной О. т.

Первоначальной эксперим. основой частной О. т. был ряд оптич. экспериментов, установивших отсутствие эффектов, связанных с движением Земли относительно галактич. эфира в порядках  $v/c$  и  $(v/c)^2$  (последнее — в опыте Майкельсона — Морли в 1887; см. Майкельсона *оптм*). Именно основываясь на этих опытах, А. Пуанкаре в 1895 высказал гипотезу, что постулат относительности точен во всех порядках по  $v/c$ . К 1905, когда Лоренц, Пуанкаре и Эйнштейн дали свои формулировки частной О. т., отсутствие эффектов в порядке  $v/c$  нашло дополнит. подтверждение в ряде опытов, по отсутствию эффектов в порядке  $(v/c)^2$  подтверждалось только опытом Майкельсона — Морли.

Постулат независимости скорости света от движения источника подтверждения на опыте не имел; он был выдвинут Эйнштейном как следствие справедливости электродинамики Лоренца в системе эфира и принципа относительности, исходя на к-рог этот постулат переносится на любые и. с. о.

Опыты Майкельсона — Морли неоднократно повторялись в 20-е гг. и независимо давали отрицат. результат. С появлением мазеров возникла возможность проверки отсутствия эффектов в порядке  $v/c$  в распространении света [Седерхольм (Х. Р. Седерхольм) и др., 1964]. Достигнутая точность порядка  $10^{-3}$ .

Независимость скорости света от движения источника неоднократно проверялась, наиб. точно — в работе Т. Альвегера (Т. Alvåger) с сотрудниками (1964). В этом опыте измерялась скорость фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов с энергией ок. 1 ГэВ, т. е. движущихся со скоростью, практически равной  $c$ . При этом скорость движущихся вперёд  $\gamma$ -квантов совпадала со скоростью света с точностью порядка  $10^{-4}$ .

В 1986 проверялся ф-ла релятивистского эффекта Доплера:

$$E = E_0(1 + \beta \cos \theta). \quad (55)$$

Достигнутая точность для совпадения отношения  $E/E_0$  с теоретической предсказанной величиной [ф-ла (55)] составляет 1,00004(27), т. е.  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ . В принципе точность опыта может быть доведена до  $10^{-7}$ .

Ставились опыты по проверке отд. следствий частной О. т. Так, эффект замедления времени был проверен С. Росси (S. Rossi) с сотрудниками (1942) [III, 3] вплоть до  $\gamma \sim 10$ . Полученный результат, включая зависимость времени жизни от  $\gamma$ , согласуется с предсказаниями О. т.

В ядерной физике проверялось соотношение между дефектом массы и выделяющейся в реакции энергией. В особо прецизионных опытах Н. Смит (N. Smith, 1939) [III, 1] показал, что выделяющаяся энергия соответствует дефекту массы с точностью  $\sim 0,01$ .

В совр. технике широко применяются такие устройства, как электродно-лучевые трубки, электронные микроскопы и др., в к-рых достигаются  $\gamma \geq 1$ . Для расчёта таких устройств применяются ф-лы релятивистской механики, и в этом смысле частная О. т. является такой же основой инженерных расчётов, как механика Ньютона — основой для расчётов кораблей, самолётов, мо-

стов и др. «релятивистских» сооружений. Наибольшие у достигаются в совр. ускорителях заряд. частиц: для протонов  $\gamma \sim 10^4$ , для электронов  $\gamma \sim 10^5$ . При этом наглядно демонстрируется тот факт, что скорость света является предельной для всех частиц: после того как  $\gamma$  становится больше 10, энергия частиц растет, а скорость не меняется, становясь практически равной скорости света.

Одним из наиб. ярких релятивистских эффектов, наблюдаемых на электронных циклич. ускорителях больших энергий (синхротронах), является релятивистский рост частоты *синхротронного излучения*; релятивистские эффекты приводит к тому, что частота синхротронного излучения имеет реальный максимум при  $\omega = \gamma^2 \omega_0$ , где  $\omega_0$  — угл. частота движения электронов. Этот эффект хорошо наблюдается. Релятивистское замедление времени лежит в основе технологии получения вторичных пучков нестабильных частиц:  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $\Sigma^\pm$ ,  $\Lambda^0$  и др. Напр., в состоянии покоя  $\Sigma^-$  и  $\Sigma^-$ -гипероны живут соответственно  $0,8 \cdot 10^{-10}$  с и  $1,5 \cdot 10^{-10}$  с, но уже при  $\gamma \sim 10$  они, двигаясь со скоростью  $v = c$ , имеют длины распада 24 см и 45 см, что делает возможным формирование  $\Sigma^-$ -пучков. Ещё сильнее проявляется замедление времени в пучках  $\pi^\pm$ -мезонов, где достигается  $\gamma \sim 10^8$  и выше.

Точность релятивистской кинематики можно оценить по точности определения масс нестабильных частиц ( $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$ ). Здесь производится проверка кинематики на самосогласованности, поэтому приведенная ошибка в определении масс может рассматриваться как оценка точности релятивистской кинематики.

Геометрия Минковского лежит в основе совр. теорий взаимодействия элементарных частиц — *квантовой электродинамики* (КЭД), *квантовой хромодинамики* и теории *гравитационного взаимодействия*, объединяющей КЭД и теорию слабого взаимодействия. Из перечисленных теорий лучше всего на опыте проверена КЭД, относительно  $k$ -рой из прямых опытов известно, что она справедлива вплоть до расстояний  $10^{-16}$  см и соответственно времени  $\sim 10^{-26}$  с. Вплоть до таких расстояний и времени действует, т. о., геометрия Минковского.

Лит.: 1) *Применяемая физика*. 1) *Квантовая электродинамика*. Г. Лоренц, А. Пуанкаре, А. Эйнштейн, Г. Минковский. Сб. работ, М.—Л., 1935; 2) Лоренц Г. А., Старые и новые проблемы физики. (Сб. пер.), М., 1970; 3) Пуанкаре А., Набл. труды, т. 3, М., 1974; 4) Эйнштейн А., Собр. научн. трудов, т. 1—2, М., 1965—66. II. Монографии: 1) В о р н М., Эйнштейновская теория относительности, пер. с англ., 2 изд., М., 1972; 2) В а в и л о в С. И., Экспериментальные основания теории относительности, М.—Л., 1926; 3) В а в с и о н Ф. В., Физика в двадцатом столетии, пер. с англ., М., 1977; 4) Л а н д а У. Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; 5) М о л о т о в А. А., Основы теории относительности, М., 1982; 6) R i n d l e r W., Essential relativity, 2 ed., N. Y., 1977; 7) П а у л и В., Теория относительности, пер. с нем., 2 изд., М., 1983; III. Периодические издания: 1) S m i t h N. M., The energies released in the reactions  $L_i^+ (p, \alpha) He^4$  and  $L_i^+ (d, \alpha) He^4$  and masses of the light atoms, «Phys. Rev.», 1939, v. 56, p. 548; 2) R o s e H. B. и др., Fairly exact measurement of the positron lifetime, «Phys. Rev.», 1942, v. 61, p. 675; 3) Review of particle properties. Particle data group, «Rev. Mod. Phys.», 1984, v. 56, № 2, pt. 2; 4) A l v a r e z T. и др., Test of a second postulate of special relativity in the U region, «Phys. Lett.», 1964, v. 12, p. 260; 5) S e d a r h o l m J. P. и др., New experimental test of special relativity, «Phys. Rev. Lett.», 1958, v. 1, p. 342; 6) M a c A r t h u r D. W. и др., Test of a special-relativistic Doppler formula at  $\beta = 0,84$ , «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 56, p. 282.

И. Ю. Кобаев.

**ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ** — величина, характеризующая способность поверхности тела или грани раздела двух сред отражать падающий на неё поток эл.-магн. излучения или упругих волн. Количеств. характеристика О. с. — коэф. отражения. О. с. зависит от угла падения и поляризации падающего эл.-магн. излучения. Зависимость О. с. поверхности от длины волны излучения в области видимого света воспринимается глазом человека как окраска отражающей поверхности. См. *Отражение света*.

**ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ПРИЗМЫ** — оптич. детали с плоскими отражающими и преломляющими поверхностями, образующими между собой двугранные углы; один из видов *призм* оптич. систем. Обычно О. п. изготов-

ляют из такого стекла, чтобы они не обладали дисперсией и двойным лучепреломлением (в отличие от спектральных и поляризац. призм). В О. п. угол падения луча на первую грань равен углу преломления на последней грани; при этом направление луча, прошедшего через О. п., может меняться. В большинстве случаев отражение луча от грани призмы является полным внутренним отражением, а если угол  $\epsilon_m$  падения луча на отражающую грань (рис. 1) меньше предельного, то её покрывают зеркально отражающим слоем (серебро, алюминий). Обычно для О. п. используют *оптическое стекло* марок К8 и БК10, для  $k$ -рых  $n = 46^\circ 46'$  и  $39^\circ 36'$  (для показателя преломления  $n$ , соответствующего длине  $D$ ,  $\lambda = 587,5$  нм). Если луч падает на преломляющую грань не перпендикулярно, то при отражении от следующей грани надо учитывать преломление. Надо угол падения  $\epsilon_1$  на входную грань ограничить; из рис. 1 следует, что  $\epsilon_1' = \theta - \epsilon_m$  ( $\theta$  — преломляющий угол О. п.). Для того чтобы О. п. не нарушала гомоцентричности падающего сходящегося или расходящегося луча, необходимо соблюдение условия:  $\sin \epsilon_1 = n \sin(\theta - \epsilon_m)$ . В этом случае для прямоугольной равнобедренной призмы из стекла К8  $\epsilon_1 = 5^\circ 40'$ , а из стекла БК10  $\epsilon_1 = 8^\circ 28'$ . Удвоенное значение этих углов даёт величину угла поля прибора, где располагается О. п. Введение О. п. в пучок лучей эквивалентно постановке на его пути плоскостепенной пластинки с толщиной, равной расстоянию,  $k$ -рое проходит луч в призме.

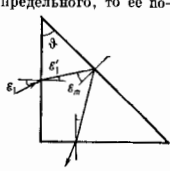


Рис. 1. Ограничение угла падения луча на входную грань призмы.

О. п. используют для изменения направления пучка света, уменьшения длины оптич. системы, обратачивания изображения. Для этих же целей используются и зеркала. Однако О. п. имеют перед зеркалами след. преимущества: 1) меньшие габариты оптич. системы; 2) отсутствие потерь света при полном внутр. отражении; 3) угол между гранями О. п. неизменны, а между зеркалами требуют регуляторов.

О. п. могут быть с одной, двумя и тремя отражающими гранями, с крышей, одинарными и составными (рис. 2). Ход лучей в гл. сечении О. п. таков, что призма с четным числом отражающих граней даёт прямое изоб-

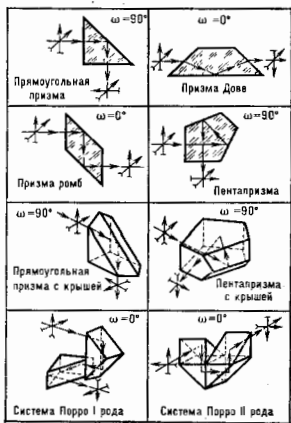


Рис. 2. Типы наиболее распространённых отражательных призм:  $\omega$  — угол отклонения луча; стрелки, перпендикулярные лучам, указывают ориентацию исходного изображения и изображения, преобразованного призмой.



ражение, а с нечётным — зеркальное или перевернутое. Это правило не действует при отражении в разных плоскостях. О. п. можно превратить в О. п. с крышей, если одну из отражающих граней заменить двумя с прямым двугранным углом между ними. Крышеобразные О. п. обеспечивают поворот изображения справа налево и наоборот. Сложные составные О. п. (рис. 2, системы Порро I и II) позволяют одновременно неск. ф-ций: изменяют длину оптич. системы, направление оптич. оси системы и обрабатывают изображение.

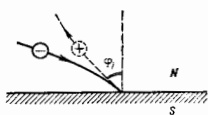
Лит.: Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

**ОТРАЖЕНИЕ АНДРЕЕВСКОЕ** — отражение носителей заряда (электронов и дырок) в металле, находящемся в нормальном состоянии ( $N$ ), от границы со сверхпроводником ( $S$ ); при этом происходит изменение знаков массы и заряда носителей: превращение электрона в дырку или дырки в электрон. Ввиду сохранения энергии  $\epsilon$  носителей и практически точного сохранения импульса  $p$  при О. а. происходит изменение направления вектора скорости  $v$  на противоположное. Вместо классич. закона зеркального отражения угол падения равен углу отражения при О. а. отражённый носитель заряда движется точно назад (А. Ф. Андреев, 1964) [1, 2].

О. а. обусловлено наличием щели  $\Delta$  в энергетич. спектре электронов сверхпроводника (см. *Сверхпроводимость*). При  $\epsilon < \Delta$  носители заряда не могут проникнуть в сверхпроводник. В то же время они обладают импульсом  $p \gg \Delta/v$ , т. к. в металле  $p \approx p_F$ , где  $p_F$  — ферми-импульс. При отражении от  $N-S$  границы тангенциальная компонента импульса  $p_t$  сохраняется точно, а перпендикулярная компонента  $p_n$  может измениться лишь на величину  $\delta p_n \lesssim \Delta/v$ . Если угол падения  $\phi$  далёк от  $90^\circ$ , то  $\delta p_n \ll p_n$ . Поэтому обычное зеркальное отражение, при к-ром  $\delta p_n \approx p_n$ , невозможно. Малые изменения импульса  $\delta p \approx \Delta/v$  соответствуют переходу с электронной ветви энергии спектра нормального металла на дырочную. При О. а. электрон ( $p > p_F$ ) подхватывает другой с антипараллельным импульсом, меньшим  $p_F$ , и образует куперовскую пару (см. *Купера эффект*), распространяющуюся без потерь вдоль поверхности сверхпроводника [3]. В нормальном металле остаётся дырка с импульсом, противоположным импульсу подхваченного электрона, что соответствует изменению знака  $v$  при О. а. При касательном падении  $\phi \approx 90^\circ$  вероятность обычного зеркального отражения заметно возрастает.

При  $\epsilon > \Delta$  вероятность О. а. уменьшается, если  $\epsilon \gg \Delta$ , О. а. не происходит.

Граница раздела  $N-S$  может быть создана внутри однородного металла, находящегося при низкой темп-ре  $T < T_c$  ( $T_c$  — критическая темп-ра сверхпроводящего перехода), с помощью неоднородного магн. поля  $H$ . В той области, где  $H > H_c$  ( $H_c$  — критическое магнитное поле сверхпроводника), металл находится в нормальном состоянии. Из выражения для циклотронной частоты  $\Omega = eH/mc$  следует, что при одноврем. изменении знаков заряда  $e$  и массы  $m$  направление вращения носителей в магн. поле не меняется. Поэтому центры кривизны траекторий электрона и дырки в точке отражения лежат по разные стороны от общей касательной (рис.).



Аккреивное отражение электрона от границы сверхпроводник ( $S$ ) — нормальный металл ( $N$ ).

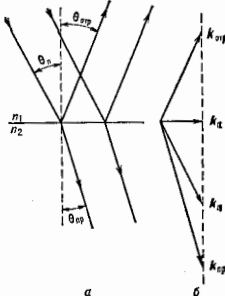
В промежуточном состоянии сверхпроводников первого рода объект металла разделяется на чередующиеся области  $N$ - и  $S$ -фаз. При одноврем. изменении знака заряда и вектора  $v$  носителей заряда при О. а. наличие

большого кол-ва таких границ не вносит дополнит. электрич. сопротивления. В то же время тепловое сопротивление чистых металлов в промежуточном состоянии сильно возрастает. Это послужило первым указанием на необычный характер отражения [4]. В дальнейшем О. а. наблюдалось экспериментально при радиочастотном *размерном эффекте* [5] и с помощью метода поперечной фокусировки электронов [6]. Явления, аналогичные О. а., наблюдаются также в жидком изотопе гелия —  $^3\text{He}$  в сверхтекучем состоянии.

Лит.: 1) Андреев А. Ф., Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1984, т. 46, с. 1823; 2) ето же в сб. Физгидродинамика промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1986, т. 31, с. 1319; 3) Абрамов С. В. и А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 4) Завацкий И. Н. В., Теплопроводность сверхпроводников в промежуточном состоянии, «ЖЭТФ», 1980, т. 38, с. 1673; 5) Крылов И. П., Шадрин Ю. В., Радиочастотный размерный эффект в слое нормального металла, граничащем со сверхпроводящей фазой, «ЖЭТФ», 1973, т. 64, с. 946; 6) Цой В. С., Цой Н. П., Яковлев С. Е., Поперечная электронная фокусировка как метод исследований Андреевского отражения, «ЖЭТФ», 1989, т. 95, с. 921.

**ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН** — переизлучение волн препятствиями с изменением направления распространения (вплоть до смены на противоположное). Отражающими объектами могут служить неоднородности среды (как резкие в масштабе длины волны  $\lambda$ , так и плавные), сочленения волноводных систем и изменения их геометрии, непрозрачные тела, в к-рых волны данной природы распространяться не могут. Обычно на границе раздела сред одновременно с О. в. происходит *преломление волн*.

При падении плоской монохроматич. волны на плоскую границу раздела двух однородных сред с разными свойствами происходит зеркальное О. в. (рис.). Амплитуда, фаза и направление распространения отражённой (прошедшей) волн определяются на основе согласования волновых полей по разные стороны от границы в соответствии с граничными условиями. Требования непрерывности фазы приводит к уни-



Отражение и преломление волн на плоской границе раздела двух сред с различными показателями преломления ( $n_2 > n_1$ ); а — лучевая картина падения волновых векторов падающей, отражённой и преломлённой волн на границу однородных.

версальному закону: тангенциальные (параллельные границе) составляющие волновых векторов падающей, отражённой и преломлённой волн  $k_n^i = k_n^r = k_n^t = k_0 \sin \theta_0 = k_0 \sin \theta_1 = k_0 \sin \theta_2 = k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2$  должны быть равны между собой (рис., б). В случае изотропных неподвижных сред нормальные составляющие  $k_n^r = -k_n^i$  и допустима след. лучевая трактовка закона О. в.: 1) падающей и отражённой лучи лежат в одной, нормальной к границе, плоскости, 2) угол отражения  $\theta_{отр}$  (между лучом и нормалью) равен углу падения  $\theta_0$  (рис., а).

Интенсивность отражённой волны характеризуется коэф. отражения  $R$  (отношением интенсивностей отражённой и падающей волн), к-рый существенно зависит от природы волн, свойств обеих сред, поляризации волн и угла  $\theta_0$ . Для расчёта  $R$  необходимо удовлетворить специфическим для волн данной природы граничным условиям. Напр., в случае эл.-магн. волн граничные условия требуют, чтобы на границе тангенциальные составляющие напряжённости электр. и магн. полей были равны (см. *Френеля формулы*). В акустике гранич-

ные условия требуют, чтобы на границе раздела были равны давления в обеих средах и нормальные составляющие скорости частиц среды. В этом случае

$$R_2 = \left[ \frac{\cos \theta_{2n} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{2n}}}{\cos \theta_{2n} + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_{2n}}} \right]^2 \quad (1)$$

где  $n = n_2/n_1 = c_1/c_2$  — относительный показатель преломления,  $m = \rho_2/\rho_1$  — отношение плотностей сред.

В спец. случаях возможно безотражат. прохождения волны через границу (Брюстера закон). В (1) числитель обращается в нуль при  $\theta_{2n} = \theta_B$ , где  $\tan^2 \theta_B = (n^2 - n^2)/(n^2 - 1)$ . В оптике явление Брюстера наблюдается для волн, поляризованных в плоскости падения.

При  $n < 1$  и углах падения, больших критического  $\theta_c$  ( $\sin \theta_c = n$ ), имеет место полное внутреннее О. в. Числитель и знаменатель в (1) при  $\theta_1 > \theta_c$  становятся комплексно сопряжёнными и, следовательно,  $R_2 = 1 - \Gamma^2 = 1$ . Преломлённая волна при полном внутр. О. в. имеет вид поверхностной волны, экспоненциально прижатой к границе.

Идеальные отражающие экраны (зеркала) — предельный случай границы раздела сред, когда  $n \rightarrow \infty$  (абсолютно жёсткие стенки в акустике, идеально проводящие поверхности в электродинамике) или  $n \rightarrow 0$  (абсолютно податливые или идеальные магн. стенки соответственно). И в том и в другом случае  $R = 1$ .

Как отражённая, так и преломлённая волны являются, вообще говоря, результатом интерференции волн, переизлучённых в толще обеих сред. Законы зеркального О. в. могут быть обобщены и приближённо сформулированы как локальные для участка границы, если: 1) размеры, радиусы кривизны поверхностей и масштабы неоднородностей сред много больше длины волны  $\lambda$  (условия применимости геометрической оптики); 2) размеры неровностей границы  $\ll \lambda$ . Если размеры неровностей сравнимы с  $\lambda$ , то возможны два случая: при хаотич. расположении неровностей (перехватан граница) имеет место стохастич. рассеяние волн (ваз. также диффузным О. в.); при периодич. расположении неровностей (отражат. дифракционные решётки) кроме отражённой в зеркальном направлении волны возникает дискретный набор «побочных» волн, направления распространения к-рых зависят от  $\lambda$ , что используется в анализаторах спектра.

О. в. от движущихся объектов происходит со смещением частоты (Доплера эффект), угол отражения при этом не равен углу падения (т. и. углов абберации). В средах с непрерывно меняющимися свойствами О. в. наблюдается, если характерные масштабы неоднородности  $L \lesssim \lambda$ . В плавно-неоднородных средах  $L \gg \lambda$  «истинное» О. в. экспоненциально мало, однако рефракция в плавно-неоднородных средах может привести к явлениям, сходным с О. в., напр. зеркальный мрак в пустыне (см. Рефракция звука, Рефракция света). В нелинейных средах волны большой интенсивности сами индуцируют неоднородности, при рассеянии на которых (вынужденное рассеяние) может даже возникать, например, специфическое О. в. с обращением волнового фронта.

О. в. лежит в основе мн. природных явлений (эхо, мракни, подводные звуковые каналы в океане, радиоканалы в ионосфере), техн. устройств и систем (волноводы, резонаторы, гидролокация, радиолокация). В нек-рых случаях О. в. приводит к вредным последствиям: повышению уровня шумов, гиперреверберации в залах, сленциях бликам, искажению телевизионных изображений. Для борьбы с паразитным О. в. применяются поглощающие покрытия, согласующие элементы (в волноводной технике), четвертьволновые плёнки («голубая» оптика), плавные в масштабе длины волны переходные слои и др.

В общем случае О. в. не может рассматриваться изолированно от явлений прохождения волн (преломления, преломления), поглощения, рассеяния, дифракции

волн и преобразования волн (преобразования в волны др. физ. природы или в волны с другой пространственной структурой). Выделение отражённых волн из полного волнового поля в известной мере условно и традиционно связано с лучевой трактовкой процесса распространения и теорией переноса изображений; к О. в., как правило, относят только тот класс явлений, в к-рых восстанавливается изображение источника (правильное или искажённое).

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Крив у Ф. Д., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Пирс Д. А., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976; М. А. Миллер, Г. В. Перриштин.

**ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА** — явление, возникающее при падении звуковой волны на границу раздела двух упругих сред и состоящее в образовании волн, распространяющихся от границы раздела в ту же среду, из к-рой пришла падающая волна. Как правило, О. з. сопровождается образованием преломлённых волн во второй среде. Частый случай О. з. — отражение от свободной поверхности. Обычно рассматривается отражение на плоских границах раздела, однако можно говорить об О. з. от препятствий произвольной формы, если размеры препятствия значительно больше длины звуковой волны. В противном случае имеет место рассеяние звука или дифракция звука.

Падающая волна вызывает движение границы раздела сред, в результате к-рого и возникает отражённые и преломлённые волны. Их структура и интенсивность должны быть таковы, чтобы по обе стороны от границы раздела скорости частиц и упругие напряжения, действующие на границу раздела, были равны. Граничные условия на свободной поверхности состоят в равенстве нулю упругих напряжений, действующих на эту поверхность.

Отражённые волны могут совпадать по типу поляризации с падающей волной, а могут иметь и др. поляризацию. В последнем случае говорят о преобразовании, или конверсии, мод при отражении или преломлении. Конверсия отсутствует только при отражении звуковой волны, распространяющейся в жидкости, поскольку в жидкой среде существуют лишь продольные волны. При прохождении звуковой волной границы раздела твёрдых тел образуются, как правило, и продольные и поперечные отражённые и преломлённые волны. Сложный характер О. з. имеет место на границе кристаллич. сред, где в общем случае возникает отражённые и преломлённые волны трёх раз. поляризации.

**Отражение плоских волн** [1—6]. Особую роль играет отражение плоских волн, поскольку плоские волны, отражаясь и преломляясь, остаются плоскими, а отражение волн произвольной формы можно рассматривать как отражение совокупности плоских волн. Коэф-ты возникающих отражённых и преломлённых волн определяются характером упругих свойств сред и числом акустич. ветвей, существующих в них. В силу граничных условий проекция на плоскость раздела волновых векторов падающей, отражённых и преломлённых волн равны между собой (рис. 1). Отсюда следуют законы отражения и преломления, согласно к-рым: 1) волновые векторы падающей  $K_1$ , отражённых  $K_2$  и преломлённых  $K_3$  волн  $\perp$  нормальному  $N$  к границе раздела лежат в одной плоскости (плоскости падения); 2) отношения синусов углов падения  $\theta_1$ , отражения  $\theta_2$  и преломления  $\theta_3$  к фазовым

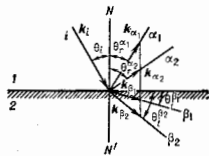


Рис. 1. Схема отражения и преломления плоской звуковой волны на плоской границе раздела.

скоростям  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$  соответствующих волн равны между собой:

$$\frac{\sin \theta_1}{c_1} = \frac{\sin \theta_2}{c_2} = \frac{\sin \theta_3}{c_3} \quad (1)$$

(индексы  $\alpha$  и  $\beta$  обозначают поляризации отражённых и преломлённых волн). В изотропных средах, где направления волновых векторов совпадают с направлениями звуковых лучей, законы отражения и преломления принимают привычную форму закона Снеллиа. В анизотропных средах законы отражения определяют только направления волновых нормалей; как будут распространяться преломлённые или отражённые лучи, зависит от направления лучевых скоростей, соответствующих этим нормальям.

При достаточно малых углах падения все отражённые и преломлённые волны представляют собой плоские волны, уносящие энергию падающего излучения от границы раздела. Однако, если скорость  $c_3$  для к.-л. преломлённой волны  $\beta$  больше скорости  $c_1$  падающей волны, то для углов падения, больших  $\theta_1$ , т. е. критич. угла  $\theta_0 = \arcsin(c_1/c_3)$ , нормальная компонента  $k_z^{\beta}$  волнового вектора соответствующей преломлённой волны становится мнимой, а сама прошедшая волна превращается в неоднородную волну, бегущую вдоль поверхности раздела и экспоненциально убывающую в глубину среды 2. Однако падение волны на границу раздела под углом, большим критического  $\theta_0$ , может и не приводить к полному отражению, поскольку энергия падающего излучения может проникать во 2-ю среду в виде волн другой поляризации.

Критич. угол существует и для отражённых волн, если при  $O$ . з. происходит конверсия мод и фазовая скорость волны  $c_2$ , возникающей в результате конверсии, больше скорости  $c_1$  падающей волны. Для углов падения, меньших критич. угла  $\theta_0 = \arcsin(c_1/c_2)$ , часть падающей энергии уносится от границы в виде отражённой волны с поляризацией  $\alpha$ ; при  $\theta_1 > \theta_0$  такая волна оказывается неоднородной, затухающей в глубину среды 1, и не принимает участия в переносе энергии от границы раздела. Напр., критич. угол  $\theta_{12} = \arcsin(c_1/c_2)$  возникает при отражении поперечной акустич. волны  $T$  от границы изотропного твёрдого тела и конверсия её в продольную волну  $L$  ( $c_2$  и  $c_1$  — скорости поперечной и продольной звуковой волны соответственно).

Амплитуды отражённых  $A_1^{\beta}$  и преломлённых  $A_2^{\alpha}$  волн в соответствии с граничными условиями линейным образом выражаются через амплитуду  $A_1^{\alpha}$  падающей волны, подобно тому, как эти величины в оптике выражаются через амплитуду падающей эл.-магн. волны с помощью Френеля формул. Отражение плоской волны количественно характеризуется амплитудным коэф. отражения, представляющими собой отношения амплитуд отражённых волн к амплитуде падающей:  $R_{\alpha} = A_1^{\beta}/A_1^{\alpha}$ . Амплитудные коэф. отражения в общем случае комплексны: их модули определяют отношения абс. значений амплитуд, а фазы задают фазовые сдвиги отражённых волн. Аналогично определяются и амплитудные коэф. прохождения  $T_2^{\beta} = A_2^{\beta}/A_1^{\alpha}$ . Перераспределение энергии падающего излучения между отражёнными и преломлёнными волнами характеризуется коэф. отражения  $R_1^{\alpha}$  и прохождения  $T_1^{\beta}$  по интенсивности, представляющими собой отношения нормальных к границе раздела компонент средних по времени плотностей потоков энергии в отражённой (преломлённой) и в падающей волнах:

$$R_{\alpha} = \frac{I_1^{\beta} \cos \theta_1^{\beta}}{I_1^{\alpha} \cos \theta_1^{\alpha}} = \frac{c_2 \cos \theta_1^{\beta}}{c_1 \cos \theta_1^{\alpha}} \left| \frac{A_1^{\beta}}{A_1^{\alpha}} \right|^2 \quad (2)$$

$$T_1^{\beta} = \frac{I_2^{\beta} \cos \theta_2^{\beta}}{I_1^{\alpha} \cos \theta_1^{\alpha}} = \frac{\rho_2 c_2 \cos \theta_2^{\beta}}{\rho_1 c_1 \cos \theta_1^{\alpha}} \left| \frac{A_2^{\beta}}{A_1^{\alpha}} \right|^2$$

где  $I_1^{\alpha}$ ,  $I_1^{\beta}$ ,  $I_2^{\beta}$  — интенсивности звука в соответствующих волнах,  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности соприкасающихся сред. Баланс энергии, подводимой к границе раздела и уносимой от неё, сводится к балансу нормальных компонент потоков энергии:

$$\sum_{\alpha} R_{\alpha} + \sum_{\beta} T_{\beta} = 1. \quad (3)$$

Коэф. отражения зависит как от акустич. свойств соприкасающихся сред, так и от угла падения  $\theta_1$ . Характер угл. зависимости определяется наличием критич. углов, а также углов нулевого отражения  $\theta_{0\alpha}$ , при падении под к-рами отражённая волна с поляризацией  $\alpha$  не образуется.

**О. з. на границе двух жидкостей** [1—3]. Наиб. простая картина **O. з.** возникает на границе раздела двух жидкостей. Конверсия волн при этом отсутствует, и отражение происходит по зеркальному закону, а коэф. отражения равен

$$R(\theta_1) = \frac{1 - \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{c_1^2}{c_2^2} - \sin^2 \theta_0 / \cos^2 \theta} \right)}{1 + \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{c_1^2}{c_2^2} - \sin^2 \theta_0 / \cos^2 \theta} \right)}, \quad (4)$$

где  $\rho_{1,2}$  и  $c_{1,2}$  — плотности и скорости звука в граничащих средах 1 и 2. Если скорость звука для падающей волны больше скорости звука для преломлённой ( $c_1 > c_2$ ), то критич. угол отсутствует. Коэф. отражения действителен и плавно меняется от значения

$$R_0 = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \quad (5)$$

при нормальном падении волны на границу раздела до значения  $R = -1$  при скольжении падения ( $\theta_1 = \pi/2$ ). Если акустич. импеданс  $\rho_2 c_2$  среды 2 больше импеданса  $\rho_1 c_1$  среды 1, то при угле падения

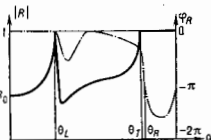
$$\theta_0 = \arcsin \sqrt{(\rho_2^2 c_2^2 - \rho_1^2 c_1^2) / c_1^2 (\rho_2^2 - \rho_1^2)} \quad (6)$$

коэф. отражения обращается в нуль и всё падающее излучение полностью проходит в среду 2.

Когда  $c_1 < c_2$ , возникает критический угол  $\theta_{\text{крит}} = \arcsin(c_1/c_2)$ . При  $\theta_1 < \theta_{\text{крит}}$  коэф. отражения — действительная величина; фазовый сдвиг между падающей и отражённой волнами отсутствует. Величина коэф. отражения меняется от значения  $R_0$  при нормальном падении до  $R = 1$  при угле падения, равном критическому. Нулевое отражение и в этом случае может иметь место, если для акустич. импедансов сред выполняется обратное неравенство  $\rho_2 c_2 < \rho_1 c_1$ ; угол нулевого отражения по-прежнему определяется выражением (6). Для углов падения, больших критического, имеет место полное внутр. отражение:  $|R(\theta_1)| = 1$ , и падающее излучение в глубину среды 2 не проникает. В среде 2, однако, формируется неоднородная волна; с её возникновением связаны комплексность коэф. отражения и соответствующий фазовый сдвиг между отражённой и падающей волнами. Этот сдвиг объясняется тем, что поле отражённой волны формируется в результате интерференции двух волн: зеркально отражённой волны и волны, преломляемой в среду 1 неоднородной волной, возникшей в среде 2. При отражении неплоских (напр., сферических) волн такая преломлённая волна наблюдается реально в эксперименте в виде т. в. боковой волны (см. Волны, раздел Отражение и преломление волн).

**О. з. от границы твёрдого тела** [1—3, 5—7]. Характер отражения усложняется, если отражателем является твёрдое тело. Когда скорость звука  $c$  в жидкости меньше скорости продольной  $c_L$  и поперечной  $c_T$  звука в твёрдом теле, при отражении на границе жидкости с твёрдым телом возникают два критич. угла: продоль-

ный  $\theta_L = \arcsin(c/c_L)$  и поперечный  $\theta_T = \arcsin(c/c_T)$ . При этом  $\theta_T > \theta_L$ , поскольку всегда  $c_L > c_T$ . При углах падения  $\theta_i < \theta_L$  коэф. отражения действителен (рис. 2). Падающее излучение проникает в твёрдое тело в виде



как продольной, так и поперечной преломлённых волн. При нормальном падении звука в твёрдом теле возникает только продольная волна и значение  $R_0$  определяется отношением продольных акуст. импедансов жидкости  $\rho_{ж}c_L$  и твёрдого тела  $\rho_{ж}c_L$  аналогично Фле (5) ( $\rho_{ж}c_L$  — плотность жидкости и твёрдого тела).

При  $\theta_i > \theta_L$  коэф. отражения становится комплексным, поскольку в твёрдом теле vicinity границы образуется неоднородная волна. При углах падения, заключённых между критич. углами  $\theta_L$  и  $\theta_T$ , часть падающего излучения проникает в глубь твёрдого тела в виде преломлённой поперечной волны. Поэтому для  $\theta_L < \theta_i < \theta_T$  величина  $|R(\theta_i)| < 1$ ; лишь при  $\theta_i = \theta_L$  поперечная волна не образуется и  $|R| = 1$ . Участие неоднородной продольной волны в формировании отражённого излучения обуславливает, как и на границе двух жидкостей, фазовый сдвиг у отражённой волны. При  $\theta_i > \theta_T$  имеет место полное внутр. отражение:  $|R(\theta_i)| \equiv 1$ . В твёрдом теле vicinity границы образуются лишь экспоненциально спадающие в глубь тела неоднородные волны. Фазовый сдвиг у отражённой волны для углов  $\theta_i > \theta_T$  связан в основном с возбуждением на границе раздела в твёрдом теле кривых волн. Такая волна возникает на границе твёрдого тела с жидкостью при углах падения, близких к углу Рэлея  $\theta_R = \arcsin(c/c_R)$ , где  $c_R$  — скорость волны Рэлея на поверхности твёрдого тела. Распространяясь вдоль поверхности раздела, вытекающая волна полностью превращается в жидкость.

Если  $c > c_T$ , то полное внутр. отражение на границе жидкости с твёрдым телом отсутствует; падающее излучение проникает в твёрдое тело при любом угле падения, по крайней мере в виде поперечной волны. Полное отражение возникает при падении звуковой волны под критич. углом  $\theta_L$  или при скольжении падения. При  $c > c_L$  коэф. отражения действительный, т. к. неоднородные волны на границе раздела не образуются.

О. з., распространяющегося в твёрдом теле [5,6]. При распространении звука в изотропном твёрдом теле наиб. простой характер носит отражение сдвиговых волн, направление колебаний в к-рых параллельно плоскости раздела. Конверсия мод при отражении или преломлении таких волн отсутствует. При падении на свободную границу или границу раздела с жидкостью такая волна отражается полностью ( $R = 1$ ) по закону зеркального отражения. На границе раздела двух изотропных твёрдых тел наряду с зеркально отражённой волной в среде 2 образуется преломлённая волна с поляризацей, также параллельной границе раздела.

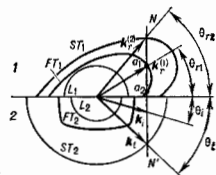
При падении поперечной волны, поляризованной в плоскости падения, на свободную поверхность тела, на границе возникает как отражённая поперечная волна той же поляризацей, так и продольная волна. При углах падения  $\theta_i$ , меньших критического угла  $\theta_{TL} = \arcsin(c_T/c_L)$ , коэф. отражения  $R_T$  и  $R_L$  — чисто действительные; отражённые волны уходят от границы точно в фазе (или в противофазе) с падающей волной. При  $\theta_i > \theta_{TL}$  от границы уходит только зеркально отражённая поперечная волна; vicinity свободной поверхности образуется неоднородная продольная волна.

Коэф. отражения становится комплексным, и между отражённой и падающей волнами возникает фазовый сдвиг, величина к-рого зависит от угла падения. При отражении от свободной поверхности твёрдого тела продольной волны при любом угле падения возникает как отражённая продольная волна, так и поперечная волна, поляризованная в плоскости падения.

Если граница твёрдого тела находится в контакте с жидкостью, то при отражении волн (продольной или поперечной, поляризованной в плоскости падения) в жидкости дополнительно возникает преломлённая продольная волна. На границе раздела двух изотропных твёрдых сред к этой системе отражённых и преломлённых волн добавляется ещё преломлённая поперечная волна в среде 2. Её поляризацей также лежит в плоскости падения.

О. з. на границе раздела анизотропных сред [6]. О. з. на границе раздела кристаллич. сред носит сложный характер. Скорости  $c_e$  и  $c_o$  отражённых и преломлённых волн в этом случае сами являются функциями углов отражения  $\theta^e$  и преломления  $\theta^o$  (см. Кристаллооптика); поэтому даже определение углов  $\theta^e$  и  $\theta^o$  по заданному углу падения  $\theta_i$  сталкивается с серьёзными матем. трудностями. Если известны сечения поверхности волновых векторов плоскостью падения, то используется графич. метод определения углов  $\theta^e$  и  $\theta^o$ : концы волновых векторов  $k_e$  и  $k_o$  лежат на перпендикуляре  $NN'$ , проведённом к границе раздела через концы волнового вектора  $k_i$  падающей волны, в точках, где этот перпендикуляр пересекает разл. полости поверхностей волновых векторов (рис. 3). Кол-во отражённых (или преломлённых) волн, реально распространяющихся от границы раздела в глубь соответствующей среды, определяется тем, со сколькими полостями пересекается перпендикуляр  $NN'$ . Если пересечение с к.-л. полостью отсут-

Рис. 3. Графический метод определения углов отражения и преломления на границе раздела кристаллических сред 1 и 2.  $L, FT$  и  $ST$  — поверхности волновых векторов для изаирированных, быстрых и медленных квазиизотропных волн соответственно.



ствует, то это означает, что волна соответствующей поляризацей оказывается неоднородной и энергию не переносит. Перпендикуляр  $NN'$  может пересекать одну и ту же полость в неск. точках (точки  $a_1$  и  $a_2$  на рис. 3). Из возможных положений волнового вектора  $k_e$  (или  $k_o$ ) реально наблюдаемым волнам соответствуют лишь те, для к-рых вектор лучевой скорости, совпадающий по направлению с внеш. нормалью к поверхности волновых векторов, направлен от границы в глубь соответствующей среды.

Как правило, отражённые (преломлённые) волны принадлежат разл. ветвям акустич. колебаний. Однако в кристаллах со значит. анизотропией, когда поверхность волновых векторов имеет волгнутые участки (рис. 4), возможно отражение с образованием двух отражённых или преломлённых волн, принадлежащих одной и той же ветви колебаний.

На опыте наблюдаются конечные лучи звуковых волн, направления распространения к-рых определяются лучевыми скоростями. Направления лучей в кристаллах значительно отличаются от направлений соответствующих волновых векторов. Лучевые скорости падающей, отражённых и преломлённых волн лежат в одной плоскости лишь в исключительных случаях, напр. когда плоскость падения является плоскостью симметрии для обеих кристаллич. сред. В общем случае отражённые и преломлённые лучи занимают разнообразные по-

ложения как по отношению друг к другу, так и по отношению к падающему лучу и нормали  $NN'$  к границе раздела. В частности, отраженный луч может лежать в плоскости падения по ту же сторону от нормали  $N$ , что



Рис. 4. Отражение акустической волны, падающей на свободную поверхность кристалла с образованием двух отраженных волн той же поляризации: а — определение волновых векторов отраженных волн ( $c_1$  — векторы лучевой скорости); б — схема отражения звуковых пучков конечного сечения.

и падающий луч. Предельным случаем такой возможности является наложение отраженного пучка на падающий при наклонном падении последнего.

Влияние затухания на характер О. з. [8,9]. Коэф. отражения и прохождения не зависит от частоты звука, если затухание звука в обеих граничных средах пренебрежимо мало. Заметное затухание приводит не только к частотной зависимости коэф. отражения  $R$ , но и искажает его зависимость от угла падения, в особенности вблизи критич. углов (рис. 5, а). При отражении от границы раздела жидкости с твердым телом эффекты затухания существенно меняют угловую зависимость  $R$  при углах падения, близких к релеевскому углу  $\theta_R$  (рис. 5, б). На границе сред с пренебрежимо малым затуханием при таких углах падения имеет место полное внутреннее отражение и  $|R| = 1$  (кривая 1 на рис. 5, б). Наличие затухания приводит к тому, что  $|R|$  становится меньше 1, а вблизи  $\theta_1 = \theta_R$  образуется минимум

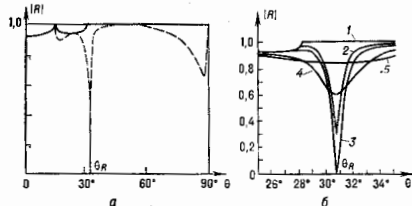


Рис. 5. Угловая зависимость  $|R|$  на границе вода — сталь с учетом затухания: а — общий характер угловой зависимости  $|R|$ ; сплошная линия — без учета потерь, штриховая линия — то же с учетом затухания; б — угловая зависимость  $|R|$  вблизи релеевского угла  $\theta_R$  при различных значениях поглощения ( $\alpha\lambda$ ) потеревших воды в стали на длине волны. Кривые 1—3 соответствуют увеличению этого параметра от значения  $\alpha\lambda \approx 3 \cdot 10^{-4}$  (кривая 1) до значения  $\alpha\lambda = 1$  (кривая 4) за счет соответствующего возрастания частоты падающего УЗ-излучения.

$|R|$  (кривые 2—4). По мере увеличения частоты и соответствующего роста коэф. затухания глубина минимума увеличивается, пока, наконец, на некоторой частоте  $f_0$  наз. частотой нулевого отражения, мин. значение  $|R|$  не обратится в нуль (кривая 3, рис. 5, б). Дальнейший рост частоты приводит к уширению минимума (кривая 4) и влиянию эффектов затухания на О. з. практически для любых углов падения (кривая 5). Уменьшение амплитуды отраженной волны по сравнению с амплитудой падающей не означает, что падающее излучение проникает в твердое тело. Оно связано с поглощением вытекающей волны Рэлея, к-рая возбуждается падающим излучением и участвует в формировании отраженной волны. Когда звуковая частота  $f$  равна частоте  $f_0$ , вся энергия падающей волны диссипируется на границе раздела.

О. з. от слоев и пластин [4,3,5,6,10,11]. О. з. от слоя или пластины носит резонансный характер. Отраженная и прошедшая волны формируются в результате многократных переотражений волн на границах слоя. В случае жидкого слоя падающая волна проникает в слой под углом преломления  $\theta_1$ , определяемым из закона Снелли. За счет переотражений в самом слое возникают продольные волны, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях под углом  $\theta_1$  к нормали, проведенной к границам слоя (рис. 6, а). Угол  $\theta_1$  представляет собой угол преломления, отвечающий углу падения  $\theta_1$  на границу слоя. Если скорость звука в слое  $c_2$  больше скорости звука  $c_1$  в окружающей жидкости, то система переотраженных волн возникает лишь тогда, когда  $\theta_1$  меньше угла полного внутр. отражения  $\theta_{\text{крит}} = \arcsin(c_1/c_2)$ . Однако для достаточно тонких слоев прошедшая волна образуется и при углах падения, больших критического. В этом случае коэф. отражения от слоя оказывается по абс. величине меньше 1. Это связано с тем, что при  $\theta_1 > \theta_{\text{крит}}$  в слое вблизи той же границы, на к-рую падает извне волна, возникает неоднородная волна, экспоненциально спадающая в глубь слоя. Если толщина слоя  $d$  меньше или сравнима с глубиной проникновения неоднородной волны, то последняя возмущает противоположную границу слоя, в результате чего с ней излучается в окружающую жидкость прошедшая волна. Это явление просачивания волны аналогично просачиванию частиц через потенциальный барьер в квантовой механике.

Коэф. отражения от слоя

$$R = \frac{R_1 + R_2 \exp 2ik_{xz}d}{1 + R_1 R_2 \exp 2ik_{xz}d}, \quad (7)$$

где  $k_{xz} = 2\pi(f/c_2) \cos \theta_1$  — нормальная компонента волнового вектора в слое, ось  $z$  — перпендикулярна границам слоя,  $R_1$  и  $R_2$  — коэф. О. з. соответственно на

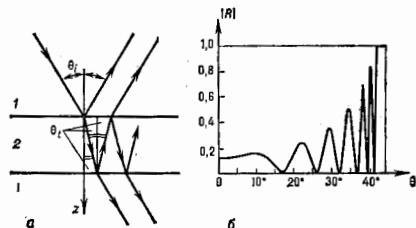


Рис. 6. Отражение звуковой волны от жидкого слоя: а — схема отражения; 1 — окружающая жидкость; 2 — слой; б — зависимость модуля коэффициента отражения  $|R|$  от угла падения  $\theta$ .

верхней и нижней границах. При  $\theta_1 < \theta_{\text{крит}}$   $|R|$  представляет собой периодич. ф-цию звуковой частоты  $f$  и толщины слоя  $d$ . При  $\theta_1 > \theta_{\text{крит}}$  когда имеет место просачивание волны через слой,  $|R|$  при увеличении  $f$  или  $d$  монотонно стремится к 1.

Как ф-ция угла падения  $\theta_1$  значение  $|R|$  имеет систему максимумов и минимумов (рис. 6, б). Если по обе стороны слоя находится одна и та же жидкость, то в точках минимума  $R = 0$ . Нулевое отражение возникает, когда набег фазов на толщине слоя равен целому числу полуциклов

$$k_{xz}d = \pi n \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (8)$$

и волны, выходящие в верхнюю среду после двух последовательных переотражений, будут находиться в противофазе и взаимно гасить друг друга. Наоборот, в нижней среде все переотраженные волны выйдут с одной и той же фазой, и амплитуда прошедшей волны окажется максимальной. При нормальном падении волны

на слой полное пропускание имеет место, когда на д-шине слой укладывается целое число полутолщ:  $d = \frac{1}{2} \lambda_p n$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ ,  $\lambda_p$  — длина звуковой волны в материале слоя; поэтому, для к-рых выполнено условие (8), т. е. полупроводники. Соотношение (8) совпадает с условием существования нормальной волны в свободном жидком слое. В силу этого полное пропускание через слой возникает, когда падающее излучение возбуждает в слое ту или иную нормальную волну. За счёт контакта слоя с окружающей жидкостью нормальная волна является вытекающей: при своём распространении она полностью превращает энергию падающего излучения в нижнюю среду.

Когда жидкости по разные стороны от слоя различны, наличие полупроводного слоя никак не сказывается на падающей волне: коэф. отражения от слоя равен коэф. отражения от границы этих жидкостей при их непосредственном контакте. Помимо полупроводных слоёв в акустике, как и в оптике, большое значение имеют т. н. четвертьволновые слои, толщина к-рых удовлетворяют условию  $k_2 d = \pi/2 + \pi n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ). Подобранным соответствующим образом акустич. impedance слоя, можно получить нулевое отражение от слоя волн с заданной частотой  $f$  при определённом угле падения её на слой. Такие слои используются в качестве просветляющих акустических слоёв.

Для отражения звуковой волны от бесконечной твёрдой пластины, погружённой в жидкость, характер отражения, описанный выше для жидкого слоя, в общих чертах сохраняется. При преобразованиях в пластине дополнительно к продольным будут также возбуждаться сдвиговые волны. Углы  $\theta_{L1}$  и  $\theta_{L2}$ , под к-рыми распространяются соответственно продольные и поперечные волны в пластине, связаны с углом падения законом Снеллиа. Угл. и частотная зависимости  $|R|$  будут представлять собой, как и в случае отражения от жидкого слоя, системы чередующихся максимумов и минимумов. Полное пропускание через пластину возникает в том случае, когда падающее излучение возбуждает в ней одну из нормальных волн, представляющих собой вытекающие Лэмба волны. Резонансный характер О. э. от слоя или пластины старается по мере того, как уменьшаются отличие их акустич. свойств от свойств окружающей среды. Увеличение акустич. затухания в слое также приводит к сглаживанию зависимостей  $|R(\theta, f)|$  и  $|R(f, \theta)|$ .

**Отражение неплоских волн** [1—3, 7, 12]. Реально существуют только неплоские волны; их отражение может быть сведено к отражению набора плоских волн. Монохроматич. волну с волновым фронтом произвольной формы можно представить в виде совокупности плоских волн с одной и той же круговой частотой  $\omega$ , но с разл. направлениями волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Осн. характеристикой падающего излучения является его пространственный спектр — набор амплитуд  $A(\mathbf{k})$  плоских волн, образующих в совокупности падающую волну. Абс. величина  $\mathbf{k}$  определяется частотой  $\omega$ , поэтому его компоненты не являются независимыми. При отражении от плоскости  $z = 0$  нормальной компонента  $k_z$  задается тангенциальными компонентами  $k_x, k_y$ :  $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ . Каждая плоская волна, входящая в состав падающего излучения, падает на границу раздела вод своим углом  $\theta$  и отражается независимо от других волн. Поле  $\Phi(r)$  отражённой волны возникает как суперпозиция всех отражённых плоских волн и выражается через пространственный спектр падающего излучения  $A(k_x, k_y)$  и коэф. отражения  $R(k_x, k_y)$ :

$$\Phi(x, y, z) = \iint R(k_x, k_y) A(k_x, k_y) \exp(i k_x x + i k_y y + i k_z z) dk_x dk_y.$$

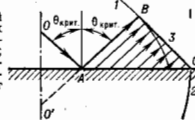
Интегрирование распространяется на область сколь угодно больших значений  $k_x$  и  $k_y$ . Если пространственный спектр падающего излучения содержит (как при

отражении сферич. волн) компоненты с  $k_x$  (или  $k_y$ ), большими  $\omega/c$ , т. е. в формировании отражённой волны помимо волн с действительными  $k_x$  принимают участие также недействительные волны, для к-рых  $k_x$  — чисто мнимая величина. Этот подход, предложенный в 1919 Г. Вейлем (H. Weyl) и получивший своё дальнейшее развитие в представлениях Фурье-оптики, даёт последоват. описание отражения волны произвольной формы от плоской границы раздела.

При рассмотрении О. э. возможен также лучевой подход, к-рый основан на принципах *геометрической акустики*. Падающее излучение рассматривается как совокупность лучей, взаимодействующих с границей раздела. При этом учитывается, что падающие лучи не только отражаются и преломляются обычным образом, подчиняясь закону Снеллиа, но и что часть лучей, падающих на поверхность раздела под определёнными углами, возбуждает т. н. боковые волны, а также вытекающие поверхностные волны (Рэлея и др.) или вытекающие волноводные моды (Лэмба волны и др.). Распространяясь вдоль поверхности раздела, такие волны вновь переизлучаются в среду и участвуют в формировании отражённой волны. Для практики осн. значение имеет отражение сферич. волн, коллимированных акустич. пучков конечного сечения и фокусированных звуковых пучков.

**Отражение сферических волн** [1—3]. Картина отражения сферич. волн, создаваемой в жидкости  $I$  точечным источником  $O$ , зависит от соотношения между скоростями звука  $c_1$  и  $c_2$  в соприкасающихся жидкостях  $I$  и  $II$  (рис. 7). Если  $c_2 > c_1$ , то критич. угол отсутствует

Рис. 7. Отражение сферической волны на границе раздела двух жидкостей.  $O$  и  $O'$  — действительный и мнимый источники;  $J$  — фронт отражённой сферической волны;  $2$  — фронт преломлённой волны;  $3$  — фронт боковой волны.



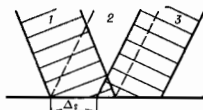
и отражение происходит по законам геом. акустики. В среде  $I$  возникает отражённая сферич. волна: отражённые лучи пересекаются в точке  $O'$ , образуя мнимое изображение источника, а волновой фронт отражённой волны представляет собой часть сферы с центром в точке  $O'$ .

Когда  $c_2 > c_1$  и имеется критич. угол  $\theta_{\text{крит.}}$  в среде  $I$  помимо отражённой сферич. волны возникает ещё одна компонента отражённого излучения. Лучи, падающие на границу раздела под углом  $\theta_{\text{крит.}}$  возбуждают в среде  $II$  волну, к-рая распространяется со скоростью  $c_2$  вдоль поверхности — раздела и переизлучается в среде  $I$ , формируя т. н. боковую волну. Её фронт образуют точки, до к-рых в один и тот же момент времени дошли лучи, вышедшие из точки  $O$  вдоль  $OO'$  и затем перешедшие снова в среду  $I$  в разл. точках границы раздела от точки  $A$  до точки  $C$ , в к-рой в этот момент находится фронт преломлённой волны. В плоскости чертежа фронт боковой волны представляет собой прямоугольный отрезок  $CB$ , наклонённый к границе под углом  $\theta_{\text{крит.}}$  и распространяющийся до точки  $V$ , где он смыкается с фронтом зеркально отражённой сферич. волны. В пространстве фронт боковой волны представляет собой поверхность усечённого конуса, возникающего при вращении отрезка  $CB$  вокруг прямой  $OO'$ . При отражении сферич. волн в жидкости от поверхности твёрдого тела подобная же картина образуется за счёт возбуждения на границе раздела вытекающей рэлеянской волны. Отражение сферич. волн — один из основных эксперим. методов геоакустики, сейсмологии, гидроакустики и акустики океана.

**Отражение акустических пучков конечного сечения** [1, 3, 7, 12]. Отражение коллимированных звуковых пучков, волновой фронт к-рых в осн. части пучка близок к плоскому, происходит для большинства углов падения

так, будто отражается плоская волна. При отражении пучка, падающего из жидкости на границу раздела с твердым телом, возникает отраженный пучок, форма к-рого является зеркальным отражением распределения амплитуды в падающем пучке. Однако при углах падения, близких к предельному критич. углу  $\theta_L$  или разлесскому углу  $\theta_R$ , наряду с зеркальным отражением происходит эфф. возбуждение боковой или вытекающей ролесской волны. Поле отраженного пучка в этом случае является суперпозицией зеркально отраженного пучка и неразлученных волн. В зависимости от ширины пучка, уругих и вязких свойств граничащих сред возникает либо латеральный (параллельный) сдвиг пучка в плоскости раздела (т. н. смещение Шоха) (рис. 8), либо существенное уширение пучка и появление тонкой

Рис. 8. Латеральное смещение пучка при отражении: 1 — падающий пучок; 2 — зеркально отраженный пучок; 3 — реально отраженный пучок.

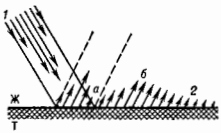


структуры. При падении пучка под углом Резля характер искажений определяется соотношением между шириной пучка  $l$  и радиан, загуханием вытекающей разлесской волны

$$\alpha_R = A \frac{\rho_2 c^2}{\rho_1 c} \frac{1}{\lambda},$$

где  $\lambda$  — длина звуковой волны в жидкости,  $A$  — числовой множитель, близкий к единице. Если ширина пучка значительно больше длины радиан, загухания ( $\alpha_R l \gg 1$ ), происходит лишь смещение пучка вдоль поверхности раздела на величину  $\Delta x = 2/\alpha_R$ . В случае узкого пучка ( $\alpha_R l < 1$ ) за счёт неразлучения вытекающей поверхностной волны пучок существенно уширяется и перестаёт быть симметричным (рис. 9). Внутри области, занитой зеркально отраженным пучком, в результате интерференции возникает нулевой минимум амплитуды и пучок распадается на две части. Незеркальное отражение коллимиров. пучков возникает и на границе двух жидкостей при углах падения, близких к критическому, а также при отражении пучков от слоёв или пла-

Рис. 9. Отражение звукового пучка измененного сечения, падающего из жидкости Ж на поверхность твердого тела Т под углом Резля: 1 — падающий пучок; 2 — отраженный пучок; а — область нулевой амплитуды; б — область хвоста пучка.



стин. В последнем случае незеркальный характер отражения обусловлен возбуждением в слое или пластине вытекающих волноводных мод. Существенную роль играют боковые и вытекающие волны при отражении фокусированных УЗ-пучков. В частности, эти волны используются в *микроскопии акустической для формирования* акустич. изображений и проведения количеств. измерений.

Лит.: 1) Бреховский Л. М. Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1986; 3) Бреховский Л. М., Голдин О. А., Акустика слоистых сред, М., 1988; 4) Sagnal d L., Reflexion et refraction des ondes seismiques progressives, P., 1939; 5) Вильдг. В. М., Задворский В. С., Пресс Р. Elastic waves in layered media, N. Y. — [a. o.], 1957, ch. 3; 6) Auld B. A., Acoustic fields and waves in solids, v. 2, N. Y. — [a. o.], 1973; 7) Вертои Н. Л., Тамм И. Т., Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces, «Appl. Phys.», 1973, v. 2, № 4, p. 157; 8) Mott G., Reflection and refraction coefficients at a fluid-solid interface, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1971, v. 50, № 3 (pt. 2), p. 619; 9) Вексберг Ф. Л., Ричардсон Р. Л., Influence of material properties on Rayleigh critical-angle reflectivity,

«J. Acoust. Soc. Amer.», 1972, v. 51, № 5 (pt. 2), p. 1609; 10) Fio-rito R., Oberfall H., Resonance theory of acoustic reflection and transmission through a fluid layer, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1979, v. 65, № 1, p. 3; 11) Fio-rito R., Madiagosky W., Oberfall H., Resonance theory of acoustic waves interacting with an elastic plate, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1979, v. 68, № 6, p. 1857; 12) Neubaue W. G., Observation of acoustic radiation from plane and curved surfaces, в кн.: Physical acoustics. Principles and methods, ed. by W. P. Mason, R. N. Thurston, v. 10, N. Y. — [a. o.], 1973, ch. 2. В. М. Лыкин.

**ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН** — отражение волн эл. магн. природы в диапазоне от сверхдлинных волн вплоть до границы дециметрового диапазона (см. Радиоволны). Как и в случае световых волн, О. р. обусловлено резким (в пределах длины эл.-магн. волн) изменением макроскоп. параметров среды, характеризующих распространение радиоволн: диэлектрич. ( $\epsilon$ ) и магн. ( $\mu$ ) проницаемостей. Для О. р. справедливы все общие закономерности отражения волн. Важность и специфика О. р. обусловлены его широким использованием в практике радиосвязи, радиолокации, радионавигации, телевидения и исследования окружающей среды и как следствие — большим разнообразием свойств  $\epsilon$  и  $\mu$  отражающих сред и геометрии отражающих объектов. В случае О. р. от резкой границы протяженных объектов (длина волны  $\lambda \ll l$  — характерного размера отражающего тела) с гладким покрытием (диэлектрич. и металлич. покрытия, снежная, водная и др. поверхности) имеет место зеркальное О. р., к-рое описывается Френеля формулами. При наличии шероховатостей отражающей поверхности происходит диффузное отражение. При размере тела  $l \ll \lambda$  отражается малая часть энергии волны (частичное О. р.). На основании зеркального, диффузного и частичного О. р. основаны радиолокация и радиоизонирование. Зеркальное О. р. наблюдается в параболол. антеннах, радиодысотамерах, ионозондах и т. д. Диффузное О. р. происходит, напр., при радиолокации планет с космич. аппаратов. О. р. от движущихся объектов сопровождается изменением частоты отражённой волны (см. Доплера эффект). Этот эффект широко используется для определения скорости отражающих объектов.

Эффективное О. р. происходит от объёмных неоднородностей в среде размером  $l \sim \lambda$ , что встречается в практике исследования атмосферы (отражение санити-, милли- и субмиллиметровых волн от частиц пыли, осадков и аэрозолей). Аналогичный эффект возникает в среде с непрерывным заполнением слабыми ( $\Delta\epsilon/\epsilon \ll 1$ ,  $\Delta\mu/\mu \ll 1$ ) неоднородностями диэлектрич. (либо магн.) проницаемостей. При этом осн. роль играет О. р. от дифракционной решётки с пространственным периодом  $l_p \sim \lambda$ , образованной неоднородностями среды. На этом эффекте основан т. н. метод частичных отражений для исследования атм. и ионосферных неоднородностей. Причём для увеличения эффективности О. р. используют искусственно созданные дифракц. решётки с тем же пространств. периодом  $l_p$  (при радиоакустич. зондировании атмосферы и нек-рых др. исследованиях нижней ионосферы).

О. р. сильно зависит от геом. характеристик и резонансных свойств отражающего объекта (см. Волновой, Волновой металлический, Волновое распространение радиоволн). Напр., тонкая диэлектрич. (или магн.) пластина толщиной  $d$  порядка длины падающей волны  $\lambda$  в зависимости от соотношения  $d$  и  $\lambda$  может дать либо полное отражение, либо полное прохождение радиоволн. На этом эффекте основаны селективные по частоте запирающие либо согласующие устройства. При плавных изменениях  $\epsilon$  и  $\mu$  О. р. происходит от слоя, в к-ром составляющая волнового вектора волны в проекции на град  $\epsilon$  (или град  $\mu$ ) обращается в нуль. О. р. при этом описывается Снелля законом и др. законами геом. оптики. Последоват. многократное О. р. от поверхности Земли и ионосферы является основой загоризонтной радиолокации и радиосвязи (см. Загоризонтное распространение радиоволн). В то же время многократные О. р. в городах вносят помехи для телевидения и радиовещания.