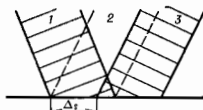


так, будто отражается плоская волна. При отражении пучка, падающего из жидкости на границу раздела с твердым телом, возникает отраженный пучок, форма к-рого является зеркальным отражением распределения амплитуды в падающем пучке. Однако при углах падения, близких к предельному критич. углу θ_L или разлесскому углу θ_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.

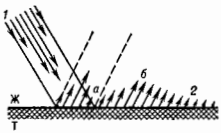


структуры. При падении пучка под углом Резля характер искажений определяется соотношением между шириной пучка l и радиан, загуханием вытекающей разлесской волны

$$\alpha_R = A \frac{\rho_2 c^2}{\rho_1 c} \frac{1}{\lambda},$$

где λ — 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) Дэвидсон П. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1986; 3) Бреховский Л. М., Голдин О. А., Акустика слоистых сред, М., 1988; 4) Sagalaid L., Reflection et réfraction des ondes séismiques progressives, Р., 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) Вертонов И. 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) F. L. Richards and R. L., Influence of material properties on Rayleigh critical-angle reflectivity,

«J. Acoust. Soc. Amer.», 1972, v. 51, № 5 (pt. 2), p. 1609; 10) F. L. Richards, Oberfall H., Resonance theory of acoustic reflection and transmission through a fluid layer, «J. Acoust. Soc. Amer.», 1979, v. 65, № 1, p. 3; 11) F. L. Richards, M. A. Digges, 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 электромагн. 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. (ϵ) и магн. (μ) 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 ϵ и μ 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 радиокакации 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 радиокаустич. зондировании атмосферы и нек-рых др. исследованиях нижней ионосферы).

О. р. сильно зависит от геом. характеристик и резонансных свойств отражающего объекта (см. Волновой, Волновой металлеческий, Волновое распространение радиоволн). Напр., тонкая диэлектрич. (или магн.) пластина толщиной d порядка длины падающей волны λ в зависимости от соотношения d и λ может дать либо полное отражение, либо полное прохождение радиоволн. На этом эффекте основаны селективные по частоте запирающие либо согласующие устройства. При плавных изменениях ϵ и μ О. р. происходит от слоя, в к-ром составляющая волнового вектора волны в проекции на град ϵ (или град μ) 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 радиокакации и радиосвязи (см. Загоризонтное распространение радиоволн). В то же время многократные О. р. в городах вносят помехи для телевидения и радиовещания.

нии. На О. р. от носферсы существенно сказывается плазменный резонанс, к-рый возникает, когда частота радиоволн приближается к плазменной частоте электронов носферсы плазмы. В области плазменного резонанса происходит взаимодействие падающей волны с обсл. колебаниями носферсы, что приводит к модификации коэф. О. р., резко усиливаются нелинейные эффекты. Нелинейное О. р. сопровождается дополнит. амплитудой и фазовой модуляцией, изменением *дифракции* и *направленности* отражённого пучка радиоволн, аномальным поглощением (см. *Распространение радиоволн*). Аналогичные эффекты могут иметь место при О. р. от лоб. плазмы, а также от плазменных оболочек, возникающих вокруг движущихся в атмосфере космич. объектов.

Лит.: Г и я в б у р г В. П., *Распространение электромагнитных волн в плазме*, 2 изд., М., 1967; Г у р е в и ч А. В., Ш в а р ц б у р г А. В., *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*, М., 1973; Радиолокационные методы исследования Земли, М., 1980; Я к о в л е в О. И., *Распространение радиоволн в космосе*, М., 1985.

Н. А. Мильков, В. Ю. Трахтенберг.

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА — возникновение вторичных световых волн, распространяющихся от границы раздела двух сред «обратно» а первую среду, из к-рой первоначально падал свет. При этом по крайней мере первая среда должна быть прозрачна для падающего и отражаемого излучений. Несомнительно, что тела становятся видимыми вследствие О. с. от их поверхностей.

Пространств. распределение интенсивности отражённого света зависит от соотношения между размерами шероховатостей λ поверхности (границы раздела) и длиной волны λ падающего излучения. Если $\lambda \ll \lambda$, то О. с. направленные, ил. з е р к а л ь н о е. Когда размеры шероховатостей $\lambda \approx \lambda$ или превышают её (перехватные, матовые поверхности) и расположением шероховатостей стохастические, О. с. — д и ф ф у з и о н о е. Возможно также смешанное О. с., при к-ром часть падающего излучения отражается зеркально, а часть диффузно. Если же шероховатости с размерами $\approx \lambda$ расположены к-л. регулярным образом, то распределение отражённого света имеет особый характер, близкий к наблюдаемому при О. с. от дифракц. решётки.

Зеркальное О. с. характеризуется связью положений падающего и отражённого лучей: 1) отражённый, преломлённый и падающий лучи и нормаль к плоскости падения компланарны; 2) угол падения равен углу отражения. Совместно с законом прямолинейного распространения света эти законы составляют основу *геометрической оптики*. Для понимания физ. особенностей, возникающих при О. с., таких, как изменение амплитуды, фазы, поляризации света, используется эл.-магн. теория света, в основе к-рой лежат ур-ния Максвелла. Они устанавливают связь параметров отражённого света с оптич. характеристиками вещества — оптич. постоянными n и k , составляющими комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n - ik$; n — отношение скорости в вакууме к фазовой скорости волны в веществе, k — гл. безразмерный показатель поглощения. Параметры отражённого света могут быть получены из ур-ния волны, к-рое удовлетворяет решению ур-ний Максвелла:

$$E = E_0 \exp(-2\pi i x z / \lambda) \exp[i\omega(t - n z / c)],$$

где E_0 — нач. амплитуда волны, распространяющейся в поглощающей среде, ω — круговая частота, λ — длина волны, z — направление распространения волны, t — время.

Величина k связана с натуральным показателем поглощения $\alpha = 4\pi k / \lambda$, к-рый обычно определяется из традц. фотометрич. измерений (см. *Бугера — Ламберта — Бера закон*). Параметр k характеризует затухание амплитуды световой волны, к-рая при прохождении расстояния, равного $\lambda / 2\pi k$, ослабляется в e раз.

Это расстояние может служить мерой глубины проникновения света в приграничный слой поглощающего вещества, где происходит формирование отражённой

волны. В слабо поглощающем веществе ($k < 0,1$) свет проникает на глубину порядка λ , а при сильном поглощении ($k \gg 0,1$) глубина проникновения намного меньше λ . При О. с. от границы с сильно поглощающим веществом эл.-магн. волна не может проникнуть в эту среду на значит. глубину, в результате чего поглощается только малая часть энергии и на малом участке пути, а большая часть отражается.

При падении световой волны по нормали к идеально плоской поверхности амплитуды отражённой и преломлённой световых волн могут быть получены из ур-ния волны в предположении непрерывности тангенциальных составляющих электрич. вектора при переходе из одной среды в другую. С учётом оптич. свойств границы раздела сред непосредственно получают связь между амплитудами волн падающей, отражённой и прошедшей. При нормальном падении света амплитудный коэф. отражения

$$r = \frac{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1}{\tilde{n}_2 + \tilde{n}_1},$$

где \tilde{n}_1 и \tilde{n}_2 — показатели преломления граничащих сред.

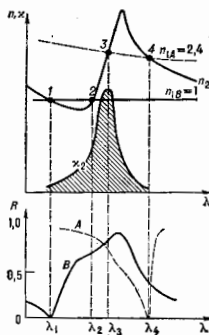
Энергетич. коэф. отражения, характеризующий мощность отражённой волны $R = |r|^2$, а для границы воздух — среда

$$R = \frac{(n_1 - 1)^2 + k_1^2}{(n_1 + 1)^2 + k_1^2}.$$

Для прозрачных диэлектриков ($k = 0$) величина R мала; напр., для границы воздух — стекло ($n_{\text{возд}} = 1,00$; $n_{\text{ст}} = 1,52$) $R = 0,04$. При нормальном падении света величина коэф. отражения не зависит от того, из какой среды, первой или второй, свет падает на границу раздела. При прохождении плоской стеклянной пластинки, к-рая имеет две границы, теряется 8% от падающей мощности светового пучка, т. е. коэф. пропускания прозрачной пластинки составляет 0,92. При распространении света через систему из m оптич. элементов (пластинок, призм, линз и т. д.) доля прошедшего света составляет $(1 - R)/(1 + (m + 1)R)$. Если показатели преломления двух сред близки ($n_1 \approx n_2$), то коэф. О. с. очень мал; напр., для границы стекло — вода ($n_{\text{ст}} = 1,53$) $R = 0,004$. По данным Рэлея, для границы стекло — стекло $R = 4 \cdot 10^{-8}$. На практике реализовать ситуацию $n_1 = n_2$ чрезвычайно трудно из-за переходных поверхностных слоёв на границе двух сред.

В дальних УФ- и ИК-областях, в к-рых диэлектрики характеризуются сильным поглощением ($k > 1$), коэф. О. с. достигает значений $R > 0,9$. В этих спектральных областях происходит резкое изменение дисперсии показателей преломления; напр., для ионич. кристаллов значения n изменяются от 0,1 до 10. Вследствие аномальной дисперсии (к-рая всегда есть в области сильного изменения k) появляются две характерные точки пересечения кривых дисперсий граничащих сред, для к-рых $n_1 = n_2$, а показатель поглощения для одной из этих точек $k < 0,1$, а для другой $k > 1$. В результате и в спектре отражения наблюдается минимум в области малого поглощения ($k < 0,1$); напр., для кварцевого стекла вблизи осн. полосы поглощения $\lambda = 9$ мкм величина $R = 0,00006$; для $k > 1$ $R = 0,75$. На рис. 1 (вверху) изображены дисперсионные кривые $n(\lambda)$ для двух «первых» оптичски прозрачных сред — воздуха ($n_{10} = 1$) и алмаза (n_{10}) и для второй среды n_2 в окрестности её полосы поглощения $\lambda_2(\lambda)$. Для воздуха и второй среды при равенстве $n_{10} \approx n_2$ (точки 1 и 2) наблюдается минимум в спектре отражения (рис. 1, внизу), когда $k_2 < 0,1$ на длине волны λ_1 . Для алмаза и второй среды при равенстве $n_{10} \approx n_2$ (точки 3 и 4) минимум в спектре отражения наблюдается на длине волны λ_4 тоже при малом поглощении ($k_2 < 0,1$).

При О. с. происходит сдвиг фаз б.муде амплитудами падающей и отражённой волны. Если свет падает по нормали из воздуха на поверхность прозрачного ди-



электрика, величина $\delta = \pi$; при обратном ходе света из диэлектрика в воздух $\delta = 0$. Если имеется поглощение света, то сдвиг фаз отражённого света при нормальном падении из воздуха определяется из выражения

$$\operatorname{tg} \delta = -\frac{2\kappa_2}{1 - n_1^2 - \kappa_2^2}$$

При слабом поглощении ($\kappa < 0,1$) глубина проник-

Рис. 1. Вверху: дисперсионные кривые показателя преломления воздуха, алмаза и среды n_2 в окрестности полосы поглощения κ_2 . Внизу: спектры отражения границы сред n_1 и n_2 ; А — алмаз — ионный кристалл, $\varphi \approx 60^\circ$; В — воздух — ионный кристалл, $\varphi = 0^\circ$.

новения света в вещество составляет относительно большую величину $\sim \lambda$, потому сдвиг фаз для прозрачной и слабо поглощающей сред практически одинаков.

О. с. от прозрачных диэлектриков при наклонном падении с учётом разделения падающего пучка на две равнозначные компоненты, у κ -рых электрич. вектор Е перпендикулярен (s -компонента) и параллелен (p -компонента) плоскости падения, описывается Френеля формулами

$$r_s = -\frac{\sin(\varphi - \theta)}{\sin(\varphi + \theta)}, \quad r_p = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \theta)}{\operatorname{tg}(\varphi + \theta)},$$

где φ и θ — углы падения и преломления соответственно.

Для прозрачных диэлектриков выделяют две характерных случая О. с.: отражение от оптически более плотной среды ($n_1 < n_2$, $\varphi > \theta$) и отражение от оптически менее плотной среды ($n_1 > n_2$, $\varphi < \theta$).

В случае $n_1 < n_2$ компонента $R_s = |r_s|^2$ плавно возрастает (рис. 2, а) от значений при $\varphi = 0$ (нормальное падение) до $R = 1$ при $\varphi = 90^\circ$. Компонента $R_p = R_s$

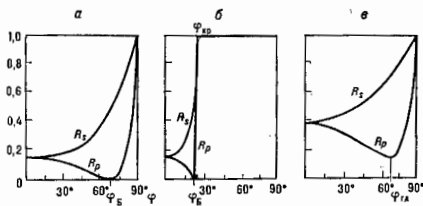


Рис. 2. Зависимость энергетических коэффициентов отражения R_s и R_p от угла падения φ для прозрачных диэлектриков: а) $n_1 < n_2$ (воздух — алмаз); б) $n_1 < n_2$ (алмаз — воздух); в) поглощающей среды (платина, $n_2 = 2,00$, $\kappa_2 = 2,03$).

при нормальном падении, а с ростом угла падения плавно уменьшается до нуля при т. н. угле Брюстера $\varphi_B = \arctg(n_2/n_1)$; $\varphi_B + \theta = 90^\circ$. Свет, отражённый при угле φ_B , полностью поляризован, что используется в оптич. приборах для получения и анализа параметров поляризов. света.

При отражении фаза s -компоненты волны меняется на π для всех значений φ от 0 до 90° , а для p -компоненты фаза меняется на π для значений φ от 0 до φ_B , а при $\varphi > \varphi_B$ не меняется. Если падающий свет естественный, то коэф. отражения $R = 1/2 (R_s + R_p)$.

При отражении от оптически менее плотной среды ($n_1 > n_2$) различают две области: до и после критич. угла $\varphi_{кр} = \arcsin(n_2/n_1)$, κ -рый также наз. углом полного внутр. отражения. При угле $\varphi < \varphi_{кр}$ коэф. отражения R_s и R_p меняются так же, как и для предыдущего случая с заменой $\varphi \leftrightarrow \theta$ и $n_1 \leftrightarrow n_2$. Т. е. волна, падающая из первой среды на вторую под углом θ , отражается так же, как волна, падающая из второй среды на первую под углом θ . При угле $\varphi \geq \varphi_{кр}$ происходит полное отражение энергии падающего света, т. е. $R = 1$ (рис. 2, б). В окрестности $\varphi_{кр}$ происходит резкое изменение коэф. отражения; так, напр., для границы стекло — воздух при отклонении от $\varphi_{кр}$ на $1^\circ R$ уменьшается до 0,9; последующее изменение угла на 30° приводит к падению R до 0,25. Высокая чувствительность коэф. отражения вблизи $\varphi_{кр}$ широко используется в оптич. приборах — рефрактометрах, предназначенных для контроля показателя преломления. Вблизи $\varphi_{кр}$ находится и угол полной поляризации (φ_p), где $R_p = 0$. При полном внутр. отражении p - и s -компоненты волны преломляются с скачки фаз δ_p и δ_s , κ -рые определяются соотношением

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_s}{2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \operatorname{tg} \frac{\delta_p}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \varphi - (n_2/n_1)^2}}{\cos \varphi}$$

При $\varphi < \varphi_p$ фаза s - и p -компонент не меняется; при $\varphi > \varphi_p$ фаза s -компоненты остаётся без изменения, а p -компоненты меняется на π . При $\varphi > \varphi_{кр}$ сдвиг фаз s - и p -компонент отражённого света различен, в результате чего линейно поляризов. свет после отражения становится эллиптически поляризованным.

О. с. от поглощающих поверхностей при наклонном падении может быть проанализировано с помощью ф-л Френеля при подстановке в них комплексного показателя преломления и учёте Снелля закона преломления $n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \theta$. В результате получаются сложные выражения, связывающие коэф. отражения R и оптич. постоянные n и κ , κ -рые для преломлённого луча имеют смысл эфф. величин n_p , κ_p , т. к. они уже зависят от угла падения, причём угол преломления становится комплексным. Происходит это в результате неоднородности волн в сильно поглощающих средах (таких, как, напр., металл): плоскости равных фаз и амплитуд не совпадают, амплитуда этих волн меняется вдоль фронта волны, причём плоскость равных амплитуд параллельна границе отражения. Действит. член χ угла преломления определяется как угол между нормалью к отражающей границе и нормалью к поверхности равных фаз. При $\varphi = 0$ (нормальное падение) значения $n_p = n$ и $\kappa_p = \kappa$ наз. главными. Главные и эффективные оптич. постоянные связаны соотношениями $n_p^2 - \chi_p^2 = n^2 - \kappa^2$; $n_p \chi_p \cos \chi = \kappa \chi$ (т. е. инварианты Кеттелера) не зависящими от угла падения. Наб. сильной зависимости оптич. постоянных от φ выражена для металлов с $n < 1$ (напр., благородные металлы) и гораздо слабее для диэлектриков, где и выполняется закон Снелля.

О. с. от поглощающих сред имеет ряд особенностей: отражающая граница вблизи $\varphi_{кр}$ становится нерезкой; отсутствует угол полной поляризации, хотя p -компонента имеет минимум (рис. 2, в) при угле, κ -рый наз. главным $\varphi_{гл}$. Для gl угла падения разность фаз между p - и s -компонентами $\delta_p - \delta_s = \pi/2$. Скачки фаз при отражении, различные для p - и s -компонент, приводят к тому, что линейно поляризов. свет после отражения становится эллиптически поляризованным.

Особенности раал. параметров отражённого света лежат в основе целого ряда методов исследования оптич. постоянных прозрачных и поглощающих конденсиров. сред (включая и тонкие плёнки). К таким методам относятся рефрактометрия, фотометрия, аналитическая, нарушенное полное внутреннее отражение. Общее аналитич. решение, позволяющее находить обе оптич. постоянные по измеренным R_s и R_p или δ_s и δ_p , довольно громоздко и требует по крайней мере двух независимых

измерений, напр. коэф. отражения при двух углах ф. Однако, если проводить измерения в широкой области частот ω , то можно измерять R только при одном угле падения; затем с помощью Крамера — Кронга соотношений по спектру $R_{s,p}(\omega)$ находят фазу отражённой волны $\delta_s(\omega)$ или $\delta_p(\omega)$, а далее по ф-лам Френеля для амплитудных коэф. отражения $r_s(\omega)$ или $r_p(\omega)$ определяют $n(\omega)$ и $k(\omega)$.

Рассмотренный выше подход, базирующийся на уравнениях Максвелла, позволяет описывать особенности $O. c.$ на феноменологич. уровне. Не вскрывая механизма взаимосвязи оптич. свойств вещества с его атомным строением, он устанавливает соотношение между макрохарактеристиками — оптич. постоянными среды n, k и её электрич. параметрами — диэлектрич. проницаемостью ϵ и электропроводностью σ :

$$n^2 - k^2 = \epsilon; \quad nk = 2\sigma/\omega.$$

Взаимосвязь макро- и микропараметров среды была обоснована микроскопич. электронной теорией Х. А. Лоренца (1880), рассматривающей электрон (атом) как осциллятор, а среду как набор частиц-осцилляторов. Падающая световая волна вызывает колебания в частицах, в результате чего они излучают волны, когерентные с падающей. Вторичная волна одного атома действует на др. атомы и вызывает их дополнит. излучение; интерференция всех этих волн с падающей объясняет все явления отражения и преломления. Если расстояние между частицами $\ll \lambda$ (что справедливо для оптич. диапазона) и если плотность частиц одинакова во всём объёме среды, то расчёт по молекулярной теории приводит к тем же выводам, что и феноменологич. теория. Именно в «среде» вторичные волны «гасят» падающую и создают преломлённую; все «среды» интерференцию вторичных волн приводит к образованию отражённой волны с амплитудой, описываемой ф-лами Френеля. Если расстояние между частицами сравнимо с λ (в рентг. области), то феноменологич. теория неправомерна, необходим другой подход (см. Дифракция рентгеновских лучей). Тепловое движение частиц нарушает постоянство их плотности и приводит к новому явлению — молекулярному рассеянию света.

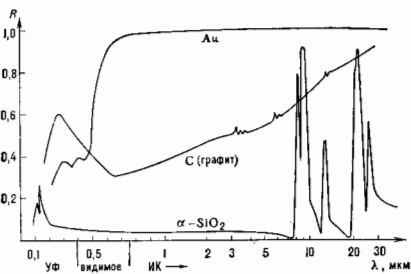


Рис. 3. Спектры коэффициентов отражения диэлектрика (α -кварца), металла (Au) и монокристаллического графита.

В поглощающих средах (хорошо проводящих металлах) падающая волна поглощается практически полностью в тонком (~ 10 нм) слое; энергия её превращается в энергию движения электронной плазмы. Движущиеся электроны излучают, в результате чего формируются отражённая волна, уносящая до 99% энергии (подробнее см. *Металлооптика*).

Спектры отражения в УФ-, видимой и ИК-областях типичного представителя металлов (Au) и диэлектриков (α -кварца) представлены на рис. 3. Хорошо виден общий резонансный характер $O. c.$ в УФ-области у α -кварца и золота, тогда как в ИК-области обнаружива-

ются качества, различия: у α -кварца по-прежнему ярко выражена резонансная структура полос в спектре $O. c.$, а у золота — неселективное отражение, характерное для свободных носителей электрич. заряда. В промежуточной — видимой области в спектре $O. c.$ золота с ростом λ происходит быстрое нарастание коэф. отражения. Спектр $O. c.$ полуметалла (графит) в УФ-области имеет те же общие черты, а в ИК-области носит промежуточный характер, приближаясь с ростом λ к спектру металлов. Резонансные колебания кристаллич. решётки графита выражены в спектре $O. c.$ в виде весьма слабых полос на фоне интенсивного неселективного отражения, обусловленного свободными носителями.

При рассмотренном выше $O. c.$ предполагалось наличие идеально гладкой плоской отражающей границы. Реальная поверхность имеет микрошероховатости конечной высоты, трещины, адсорбиров. воду и т. п. Для точного измерения параметров отражённого света, на к-рые влияют тончайшие поверхностные слои, необходимо исключительно тщательная хим. очистка поверхности в устранение дефектов и нарушений структуры, вызванных обработкой. Наличие микрошероховатости приводит к нерегулярному рассеянию света по разным направлениям, причём для высококачеств. полировки потери на рассеяние могут составлять $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ от мощности падающего света. Если высота микрошероховатости $h \geq \geq 0,2\lambda$, то отражение диффузное; при $h \leq 0,003\lambda$ отражение зеркальное. Коэф. зеркального $O. c.$ от поверхности при нормальном падении в хорошем приближении описывается ф-лой $R = R_0 \exp(-4\pi h/\lambda)^2$, где R_0 — отражение идеально гладкой поверхности. Металлич. зеркало, у к-рому потери на диффузное отражение составляют не более 0,1%, должно иметь $h \leq 0,003\lambda$ в видимом диапазоне. При наклонном падении и при переходе в ИК-область требования к качеству полировки спизакрются.

Диффузное $O. c.$ представляет собой рассеивание света во всевозможных направлениях телом, к-рое имеет шероховатую поверхность либо обладает внутр. неоднородной структурой, ведущей к рассеянию света в его объёме. $O. c.$ от шероховатой поверхности, представляющей собой совокупность различных по ориентированным площадкам с размерами $\geq \lambda$, сводится к отражению света этакими площадками в соответствии с ф-лами Френеля; угл. распределение яркости и поляризации диффузно отражённого света целиком определяется характером стохастич. распределения площадок по ориентациям.

Если $O. c.$ обусловлено рассеянием на неоднородностях внутр. структуры самого тела (порошки, эмульсии, облака и т. п.), то явление носит объёмный характер и его закономерности определяются эффектами многократного рассеяния света, проникшего в тело. В этом случае даже слабое поглощение внутри тела приводит к резкому ослаблению многократно рассеянного света и уменьшению отражат. способности. Для очень тонких или сильно поглощающих сред существенно только однократное рассеяние, вследствие чего отражат. способность пропорц. β/γ (β и γ — объёмные коэф. рассеяния и поглощения). Т. к. β и γ зависят от степени дисперсности рассеивающего вещества, то и отражат. способность зависит от дисперсности: увеличивается по мере уменьшения рассеивающих частиц. Поляризация отражённого света также зависит от величины β/γ . Угл. распределение отражённого света определяется видом матрицы рассеяния и меняется с изменением β/γ и оптич. толщины слоя.

Для поверхностей, равномерно рассеивающих свет, часто пользуются (напр., при светотехн. расчётах) *Ламберта законом*, согласно к-рому яркость диффузно отражающего тела пропорц. его освещённости и не зависит от направления, в к-ром она рассматривается. Однако закон этот выполняется очень приблизительно, лишь для тел с высокой отражат. способностью и под углами наблюдения $< 60^\circ$.

О. с. от нелинейных сред. При больших мощностях световых (лазерных) полей ($10^8 - 10^{10}$ Вт/см²) обнаруживается нелинейность среды, к-рая может сказаться на О. с. Так, напр., при отражении от нелинейной среды (монокристалл GaAs) может возникнуть 2-я гармоника, если среда прозрачна для осн. частоты, но поглощает гармонику. При падении на нелинейную среду двух волн с частотами ω_1 и ω_2 возникает отраженная волна на суммарной частоте $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (кроме обычных отраженных волн ω_1 и ω_2). Интенсивность гармоники в отражённом свете имеет заметную величину при наблюдении *фазового синхронизма*. Необходимые условия синхронизма могут осуществляться разными способами. Напр., при отражении от кристалла подбрак условия (выбором ориентации осей), когда осн. волна — обыкновенная, а 2-я гармоника — необыкновенная; тогда в нек-ром направлении скорость гармоники необыкновенной волны равна скорости основной обыкновенной. Благоприятные условия для синхронизма получаются при полном внутр. отражении, когда направление согласования фаз в кристалле лежит в отражающей плоскости, а угол падения соответствует $\chi_{\text{нр}}$ для 2-й гармоники. При отражении мощной падающей волны наблюдается ряд параметрич. эффектов, связанных с оптич. Керра эффектом, с электрострикцией, с локальными нагревами и т. и. и приводящих к отступлению от ф-л Френеля (см. *Нелинейная оптика*).

Все несветящиеся предметы видны благодаря диффузному О. с. Если поверхность отражает зеркально, то видна не сама граница раздела, а изображения предметов, полученные при отражении от этой поверхности. О. с. может оказывать и вредное воздействие, приводя, напр., к появлению «бликов», уменьшению яркости и контрастности изображения. В этих случаях стараются уменьшить О. с., нанося на поверхность оптич. деталей спец. тонкие слои (см. *Простетские оптики*).

О. с. широко используется для определения оптич. характеристик вещества, выяснения его структуры, свойств, особенно в тех случаях, когда исследования на пропускание трудны или невозможны; в спектральном анализе, напр. в методе нарушенного полного внутр. отражения, к-рый даёт информацию о структуре поверхностных слоев, что важно для теории адсорбции, поверхностных и граничных явлений, катализа и т. п.

Лит.: Соколов А. В., Оптические свойства металлов, М., 1961; Борови М., Вольф Ф., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Киэаль В. А., Отражение света, М., 1973; Золотарев В. М., Морозов В. П., Сиринова Е. В., Оптические постоянные природных и технических сред, Справочник, Л., 1984.

ОТРАЖЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ — отношение потока излучения, отражённого телом, к упавшему на него потоку излучения. Иногда (напр., для радиоволн) пользуются понятием амплитудного О. к. — отношения амплитуд отражённой и падающей волн. В общем случае О. к. есть сумма коэф. зеркального и диффузного отражения (см. *Отражательные системы*).

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

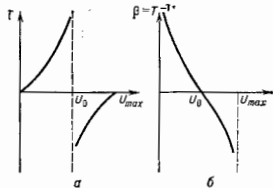
ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — недостаток в излучении вещества (по сравнению с равновесным тепловым излучением), возникающий в том случае, когда населённость уровня энергии, с к-рого происходит соответствующий квантовый переход, меньше, чем при равновесных условиях. Неравновесность населения уровня энергии создается внеш. воздействием на излучающую среду. Напр., в полупроводниках можно с помощью импульсного электрич. поля перевести электроны и дырки на противоположные стороны образца, что ослабляет рекомбинац. часть теплового излучения. Длительность такой О. л. после снятия воздействия определяется скоростью тепловой генерации свободных носителей заряда в полупроводнике и временем его дрейфа от его границ. О. л. характеризуется теми же параметрами, что и обычная люминесценция, но её вид (энергетич. и квантовый; см. *Выход люминесценция*)

считается отрицательным. Интенсивность О. л. всегда меньше интенсивности теплового излучения, поэтому её можно наблюдать только в ИК-области. Понятие О. л. введено в 1955 В. В. Антоновым-Романовским и др.

Лит.: Антонов-Романовский В. В. и др., Выход люминесценции системы с тремя уровнями энергии, «ДАН СССР», 1955, т. 105, № 1, с. 50; Степанов Б. И., Основы спектроскопии отрицательных световых потоков, Минск, 1961; Волгов С. С., Малотекно В. К., Пилия В. И., «Отрицательная люминесценция в полупроводниках», «Письма в ДТФ», 1979, т. 6, в. 23, с. 1444.

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА — величина, удобная для термодинамич. описания неравновесных состояний квантовых систем с ограниченным спектром энергии. Это возможно при высокой степени изоляции системы от окружения, напр. для совокупности ядерных спинов в магн. поле, слабо взаимодействующих с решёткой. Время установления теплового равновесия в такой системе при низких темп-рах может достигать ~ 10 мин, поэтому ядерную спиновую систему можно считать хорошо изолированной. Для любой подсистемы, обладающей конечным числом уровней энергии и достаточно хорошо изолированной от другой системы («стермстата», уровни к-рого могут и не иметь верхней границы), удобно понятие О. т.

В термодинамике обратная абс. темп-ра T^{-1} равна производной энтропии S по средней энергии U при постоянстве прочих параметров x : $T^{-1} = (\partial S / \partial U)_x$. Возможность О. т. означает, что эта производная может быть отрицательной (убывание энтропии с ростом средней энергии). Поскольку энтропия пропорц. логарифму числа допустимых состояний, при О. т. систему с большей вероятностью можно обнаружить на высоких уровнях, чем на низких. При этом ср. энергия может быть копейной лишь при ограниченном спектре энергии, тогда предположение об О. т. не приводит к противоречию (расходится статистич. суммы) в случае статистич. равновесия. В действительности все случаи О. т. относятся к неравновесным метастабильным состояниям и применение к ним равновесной термодинамики имеет условный характер. Зависимость T и $\beta = 1/T$ от U для систем с ограниченным спектром представлена на рис., где $U_0 = U(T=0)$, $U_{\text{max}} = \lim_{T \rightarrow -0} U(T)$.



Зависимость температуры T и величины $\beta = 1/T$ от средней энергии U для систем с ограниченным спектром.

Состояние с О. т. можно достигнуть в системе ядерных спинов, для к-рых время релаксации t_2 вследствие магн. взаимодействия между спинами значительно меньше времени релаксации t_1 вследствие взаимодействия спинов с решёткой. Это было осуществлено в экспериментах Э. Пёрселла (E. Purcell) и Р. Паунда (R. Pound) в 1951. Кристалл намагничивался в сильном магн. поле, направление к-рого затем быстро изменялось на обратное, так что ядерные спины не успевали за ним следовать. После этого за время t_2 в системе ядерных спинов устанавливалась квазиравновесие, т. е. она оказывалась в состоянии с О. т. Система приходила в равновесие с решёткой лишь за время $t_1 \gg t_2$.

В более узком смысле О. т. — условная величина, характеризующая степень инверсии населённости двух выбранных уровней энергии квантовой системы. В случае статистич. равновесия населённости N_1 и N_2 уровней 1 и 2 (т. е. равное число частиц в этих состояниях) связаны ф-лой Больцмана

$$N_2/N_1 = \exp(-(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT),$$

где ϵ_1 и ϵ_2 — уровни энергии системы. Отсюда следует, что $N_2 < N_1$ при $\epsilon_2 > \epsilon_1$, т. е. верхние уровни менее населены, чем нижние. Если воздействовать на систему монохроматич. излучением, частота к-рого близка к частоте перехода между уровнями $\omega_{21} = (\epsilon_2 - \epsilon_1)/\hbar$ и отпадает от частот др. переходов, то можно получить *инверсию населенностей*, т. е. состояние, при к-ром населенность верхнего уровня больше населенности нижнего: $N_2 > N_1$. Применяя ф-лу Больцмана для оценки неравновесного состояния, можно ввести О. т. по отношению к паре уровней энергии ϵ_1 и ϵ_2 :

$$T = \hbar \omega_{21} / k \ln(N_1/N_2) < 0.$$

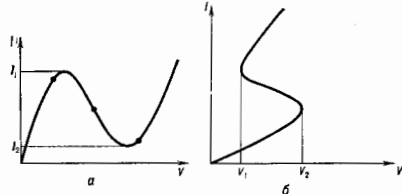
Несмотря на формальный характер этого определения, оно оказывается удобным, т. к. позволяет описывать флуктуации в равновесных и неравновесных системах одинаковым образом.

При воздействии эд.-магн. поля на подсистему, находящуюся при О. т., вместо резонансного поглощения получается *резонансное излучение*, связанное с процессом индуцированного испускания. С этими процессами связаны, напр., работа лазеров.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 73; К и т л е в Ч., Элементарная статистическая физика, пер. с англ., М., 1960, § 24; Р у ж е р Ю. В., Р ы в а к и н М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977, § 67.

Д. Н. Зубарев.

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — свойство отд. элементов или узлов электрич. цепей, проявляющееся в возникновении на вольт-амперной характеристике участка, где напряжение V уменьшается при увеличении протекающего тока I ($dV/dI = R < 0$). О. д. с. — свойство нелинейных элементов и цепей; с точки зрения радиотехники такие элементы являются активными, позволяющими трансформировать энергию источника питания в незатухающие колебания. Такие элементы можно также использовать в схемах переключения. Зависимость V от I в нелинейном элементе с О. д. с. может быть N -типа (когда выбранному значению I в области значений от I_1 до I_2 соответствует неск. значений V ; рис., а) и S -типа (когда в области значений от V_1 до V_2 каждому значению V соответствует неск. значений I ; рис., б). В общем случае О. д. с.



является ф-цией напряжения (тока) и частоты ω , т. е. понятие О. д. с. сохраняет смысл для соответствующих компонент Фурье:

$$R(\omega) = dV(\omega)/dI(\omega).$$

Понятие О. д. с. используют при рассмотрении устойчивости реал. радиотехн. цепей. О. д. с. может компенсировать век-рую часть потерь в электрич. цепи, если его абс. величина меньше активного сопротивления; в противоположном случае состояние становится неустойчивым, возможен переход в др. состояние устойчивого равновесия (переключение) или возникновение колебаний (генерации). В однородном образце полупроводника в области существования О. д. с. неустойчивость может приводить к разбеганию образца на участки сильного и слабого поля (доменная неустойчивость) для характе-

ристики N -типа или шунтированию тока по сечению образца для характеристики S -типа.

Примеры элементов с О. д. с. 1) Электронно-дырочный переход в вырожденных полупроводниках (*туннельный диод*) имеет вольт-амперную характеристику N -типа. Включение его в цепь приводит к возникновению в цепи неустойчивости и генерации колебаний. Амплитуда и частотный спектр колебаний определяются параметрами внеш. цепи и нелинейностью вольт-амперной характеристики с О. д. с. Наличие участка с О. д. с. позволяет использовать туннельный диод в качестве быстродействующего переключателя.

2) Полупроводники типа GaAs или InP в сильных электрич. полях позволяют реализовать характеристику N -типа в объеме материала за счёт зависимости подвижности электронов от напряжённости электрич. поля (*Галлия эффект*). В сильном электрич. поле образец становится неустойчивым, переходит в резко неоднородное состояние — развивается на области (домены) слабого и сильного поля. Рождение (на катоде), движение по образцу и исчезновение домена (на аноде) сопровождаются колебаниями тока во внеш. цепи, частота к-рых в простейшем случае определяется длиной образца L и скоростью v дрейфа электронов в поле ($\omega \sim v/L$) и может достигать ~ 100 ГГц.

3) В транзисторных и ламповых генераторах *электромагнитных колебаний* транзистор (лампа) вместе с цепью положительной обратной связи (и источником питания) играет роль О. д. с., соединённого последовательно с сопротивлением контура, что эквивалентно поступлению энергии в контур. Если абс. величина действующего О. д. с. превышает активные потери, происходит самовозбуждение генератора, стационарные колебания соответствуют состоянию, когда активные потери полностью компенсируются за счёт О. д. с.

Лит.: В о н ч - Б р у с в я ч А. М., Радиолэлектроника в экспериментальной физике, М., 1968; В о н ч - Б р у с в я ч В. Л., К а л а ш н и к о в С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ в газах — атомы или молекулы газа, захватившие дополнительный электрон.

Атомный О. и. представляет собой связанное состояние атома и электрона; по своей структуре как система, состоящая из положительно заряженного ядра и электрона, О. и. подобен атому. Однако, в отличие от атома, в О. и. взаимодействие валентного электрона с атомом короткодействующее; поэтому число связанных состояний О. и. чаще всего одно, в то время как атом обладает бесконечным числом связанных состояний. Взаимодействие валентного электрона О. и. с атомом остатком носит обменный характер (см. *Обменное взаимодействие*). Поэтому способностью присоединить к электронной оболочке дополнительный электрон обладают атомы, у к-рых внеш. часть этой оболочки не заполнена. Для атома с заполненной электронной оболочкой взаимодействие имеет характер отталкивания; вследствие этого щёлочноземельные металлы, имеющие заполненную внеш. s -оболочку из двух электронов, и инертные газы, имеющие замкнутую оболочку из шести p -электронов, не имеют О. и.

Осн. характеристикой О. и. является энергия связи электрона и захватившего его атома, наз. энергией *привлечения к электрону* и обозначаемая EA (electron affinity). EA значительно меньше потенциалов ионизации атомов (табл. а).

Методы измерения EA существует много. Наиб. информация получена методом фотоэлектронной спектроскопии — измерение порога фотораспада О. и. или энергии электронов, оторванных от О. и. при облучении лазерным излучением. EA для атомов галогенов определяется по спектру излучения плазмы, к-рый даёт порог фотоприлипания электрона к атому галогена. Др. методы: метод поверхностной ионизации, анализ диссоциативного прилипания электрона к молекуле — обеспечивают точность, на два порядка худшую, чем метод фотоэлектронной спектроскопии.

Табл. 1. — Энергия связи различных атомов и электрона

	АТОМ	EA, эВ		АТОМ	EA, эВ
1	H	0,75416	37	Rb	0,4859
2	Li	0,609	39	Y	0,307
3	B	0,277	40	Zr	0,426
5	C	1,269	41	Nb	0,493
6	N	нет	42	Mo	0,746
8	O	1,46112	43	Tc	0,5
9	Na	3,399	44	Ru	1,05
11	Al	0,5479	45	Rh	1,137
13	Si	0,441	46	Pd	0,537
14	Si	1,385	47	Ag	1,302
15	P	0,7485	49	In	0,3
16	S	2,07712	50	Sn	1,2
17	Cl	3,617	51	Pb	1,07
19	K	0,501	52	Te	1,9708
21	Sc	0,188	53	I	3,0591
22	Ti	0,079	55	Cs	0,47163
23	V	0,523	57	La	0,5
24	Cr	0,866	73	Ta	0,322
25	Mn	нет	74	W	0,815
26	Fe	0,163	75	Hc	0,15
27	Co	0,681	78	Ir	1,14
28	Ni	1,156	77	Ir	1,56
29	Cu	1,228	78	Pt	2,128
31	Ga	0,30	79	Au	2,3086
32	Ge	1,20	81	Tl	0,5
33	As	0,81	82	Pb	0,364
34	Sc	2,0207	83	Bi	0,946
35	Br	3,363	84	Po	1,9

Примечание. Нисуществующие отрицательные ионы ионных газов и щелочноземельных металлов не включены в таблицу.

Двухзарядные O. и. не существуют. В редких случаях O. и. могут иметь метастабильные возбужденные состояния. В табл. 2 приводятся EA для основного и возбужденного состояний тех O. и., у которых имеются возбужденные состояния.

Табл. 2. — Энергия связи в основном и возбужденном состояниях

Отрицательный ион, состояние	EA, эВ	Отрицательный ион, состояние	EA, эВ
C ⁻ (^s)	1,269	Ge(^s)	1,2
C ⁻ (^d)	0,033	Ge(^d)	0,4
Al(^s)	0,541	Ge(^d)	0,307
Al(^d)	0,109	Y(^d)	0,164
Si(^s)	1,385	Pd(^s)	0,557
Si(^d)	0,523	Pd(^d)	0,421
Si(^f)	0,029	Sn(^s)	1,2
Sc(^d)	0,188	Sn(^d)	0,4
Sc(^f)	0,041		

Если O. и. содержит два возбужденных электрона, то такое состояние является автораспадным. Короткоживущие (~ 10⁻⁶ с) автораспадные состояния O. и. проявляются в процессе столкновения электронов с атомами. Напр., существование автораспадного состояния O. и. азота повышает эффективность излучения низкотемпературной азотной плазмы.

Молекулярные O. и. представляют собой связанное состояние молекулы и электрона. Энергии средства неких-рых молекул к электрону приведены в табл. 3.

Табл. 3. — Энергия связи электрона с молекулой

Молекула	EA, эВ	Молекула	EA, эВ
Br ₂	2,6	NO ₂	3,1
F ₂	2,4	O ₂	2,1
SF ₆	3,0	SH ₂	1,1
I ₂	2,5	SO ₂	1,0
O ₃	0,44	CO ₂	2,8
O ₂	1,33	NO	3,7
S ₂	1,66	CO	1,2

во эффективно они образуются в электроотрицат. газах при низких темп-рах. Наличие автораспадных состояний молекулярных O. и. увеличивает эффективность коле-

Табл. 4. — Разрушение и образование отрицательных ионов

Процесс	Пример
1. Диссоциативное прилипание электрона к молекуле	e + H ₂ -H ⁻ + H
2. Прилипание электрона к молекуле при тройных столкновениях	e + 2O ₂ -O ₂ ⁻ + O ₂
3. Радиат. прилипание электрона к атому и молекуле	e + H-H ⁻ + hν
4. Хемиионизация	Cs + MoF ₆ -Cs ⁻ + MoF ₆ ⁻
5. Резонансная перезарядка	H ⁻ + H-H + H ⁻
6. Нерезонансная перезарядка	O ₂ ⁻ + O ₂ -O ₂ + O ₂ ⁻
7. Ионно-молекулярные реакции	UF ₆ ⁻ + BF ₃ -UF ₆ + BF ₃ ⁻
8. Образование кластерных ионов	OH ⁻ + H ₂ O + O ₂ -OH ⁻ · H ₂ O + O ₂
9. Фотодиссоциация	CO ₂ ⁻ · H ₂ O + hν-CO ₂ ⁻ + H ₂ O
10. Фотораспад	H ⁻ + hν-H + e
11. Взаимная нейтрализация иона	H ⁺ + H ⁻ ->H
12. Рекомбинация ионов при тройных столкновениях	NO ⁺ + NO ₂ ⁻ + N ₂ -NO + NO ₂ ⁻ + N ₂
13. Ассоциативный распад	O ⁻ + CO-CO ₂ + e
14. Разрушение O. и. при столкновении	H ⁻ + He-H + He + e

бательного возбуждения молекул в разряде на нек. порядков.

Процессы разрушения и образования O. и. очень разнообразны (табл. 4). Эффективностью этих процессов определяется роль O. и. в разл. газопо-плазменных системах. Образование O. и. в газовом разряде резко снижает проводимость плазмы, а это приводит к возникновению неустойчивостей и структур в газовом разряде. Введение в газовый промежуток электроотрицат. газ повышает его пробивное напряжение. Существуют процессы с O. и. в атмосфере Земли, планет, звезд. Отрицат. заряд у поверхности Земли связан с процессом 2 (табл. 4). Излучение Солнца в оптич. области спектра в большей степени создается процессом 3 (табл. 4), протекающим в фотосфере Солнца.

Лит.: Смирнов Б. М., Отрицательные ионы, М., 1978; Мессин Г., Отрицательные ионы, пер. с англ., М., 1979.

Б. М. Смирнов.

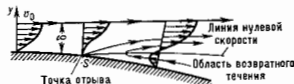
ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — одноионные кристаллы, в к-рых скорость распространения обыкновенного луча света меньше, чем скорость распространения необыкновенного луча (см. *Двойное лучепреломление, Кристаллооптика*). В кристаллографии O. к. наз. также жидкие включения в кристаллах, имеющие ту же форму, что и сам кристалл.

ОТРЫВНОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение вязкой жидкости (газа), при к-ром следующий вдоль твердой поверхности поток жидкости отрывается от нее. Реализуют нек. типы O. т.: для гладкой поверхности отрыв с последующим присоединением оторвавшегося потока к поверхности и отрыв, в к-ром это присоединение не происходит. Кроме того, следует выделить отрыв перед и после уступа на поверхности тела, O. т. над выемкой и в донной области за телом.

Необходимое условие возникновения O. т. вязкой жидкости — повышение давления в направлении течения, т. е. убывание скорости. Типичным примером такого течения при дозвуковых скоростях потока является течение у поверхности с образующими криволинейной формы (напр., у профилей крыла при больших углах атаки, сферы), в диффузоре, канале с уступом и др. При отбегании тела криволинейной формы (рис. 1) в пределах толщины δ пограничного слоя по нормали к поверхности скорость течения убывает от значения v₀ на

внеш. границе слоя до $v = 0$ на поверхности тела, а давление остаётся постоянным и равным давлению во внеш. потоке. В непосредств. близости от поверхности, где скорость течения мала, кинетич. энергия потока оказывается недостаточной для преодоления давления.

Рис. 1. Схема образования отрывного течения при обтекании дозвуковым потоком тела с криволинейной поверхшей.



повышающегося в направлении течения. В результате скорость течения становится равной нулю, а затем меняет направление на обратное. Возникновение обратного течения приводит к значит. утолщению пограничного слоя и отрыву потока от стенки. Течение в области между границей О. т. и поверхностью твёрдого тела становится вихревым. Точку S на поверхности, в к-рой $(\partial v / \partial y)_{y=0} = 0$, обычно принимают за точку отрыва потока.

Рассмотренная схема возникновения О. т. при достаточности больших Рейнольдса числа Re справедлива как для сжимаемой, так и для несжимаемой среды при

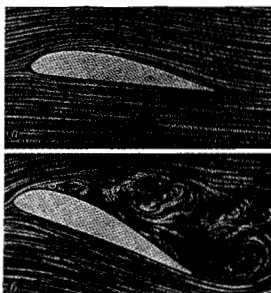


Рис. 2. Обтекание крыла: а — плановое; б — с образованием отрывного течения.

ламинарном или турбулентном режиме течения в пограничном слое. Так, отрыв турбулентного пограничного слоя возникает в случае, когда параметр $\epsilon = (\delta^* \rho v_x) (dp/dx)$ превышает значения $\epsilon = 0,015$ для дозвуковых течений и $\epsilon = 0,01$ для течений, у к-рых Маха число $M = 3$ (здесь δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя, ρ — плотность газа и dp/dx — градиент давления в направлении течения x).

Образование области О. т. существенно влияет на аэродинамич. (гидродинамич.) характеристики тел. Напр., аэродинамическое сопротивление шара, движущегося с дозвуковой скоростью, в основном определяется О. т. на поверхности задней полусферы. Турбулизация ламинарного пограничного слоя изменяет профиль скорости в пограничном слое, уменьшает зону О. т. и в нек. раз уменьшает силу аэродинамич. сопротивления шара. На верхней поверхности крыла самолёта при нек-ром угле атаки также возникает О. т. (рис. 2), область к-рого с увеличением угла атаки возрастает. При этом подъёмная сила крыла сначала проходит через макс. значение при $\alpha_{кр}$, а затем быстро уменьшается. Для предотвращения отрыва потока в авиац. технике на крыле устанавливают «предкрылки» и «закрылки», увеличивающие кинетич. энергию потока в пограничном слое крыла, что позволяет увеличивать $\alpha_{кр}$ и макс. подъёмную силу крыла.

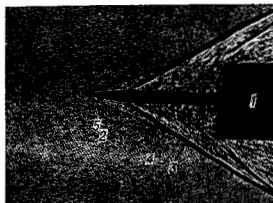
В сверхзвуковых течениях при наличии ударных волн пересечение ударной волной поверхности с вязким пограничным слоем приводит к образованию О. т., существенно влияющего на аэродинамич. характеристики тела и его тепловой режим. Для турбулентного пограничного слоя возникновение О. т. при взаимодействии с ударной волной определяется нек-рым «критич.» отношением давлений в ударной волне: p_2/p_1 , где p_1 — давление во внеш. потоке перед ударной волной, а p_2 — давление за ней. Установлена эмпирич. зависимость

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + 0,2 \frac{k M_0^2}{(M_0^2 - 1)^{1/4}}$$

от числа Маха M_0 перед ударной волной и отношения $k = c_p/c_v$ теплоёмкостей при постоянном давлении (c_p) и объёме (c_v). Для ламинарного пограничного слоя величина p_2/p_1 зависит, кроме того, от числа Re .

При сверхзвуковом обтекании затуплённого тела перед ним образуется отошедшая ударная волна. Если же на оси симметрии течения (рис. 3) установить тонкую иглу 2, то при пересечении отошедшей ударной волной пограничного слоя на поверхности иглы образуется область О. т. Потери энергии в ударной волне 4, образующейся при обтекании конич. области О. т. 3, меньше,

Рис. 3. Образование отрывного течения при сверхзвуковом обтекании затуплённого тела 1 с остриём 2; 3 — зона отрывного течения; 4 и 5 — ударные волны, возникающие при обтекании отрывной зоны и острия иглы.



чем в отошедшей ударной волне перед торцевой поверхностью цилиндра, соответственно меньше аэродинамич. сопротивление. Подробные исследования показали, что течение в отрывной зоне нестационарно: возникает пульсация давления большой иятенсивности, причём тепловые потоки к элементам лобовой поверхности тела увеличиваются в нек. раз.

Более сложными являются пространственные О. т., к-рые возникают при обтекании сверхзвуковым потоком тел сложной формы, напр. летат. аппарата с выступом на поверхности (рис. 4). Над поверхностью перед

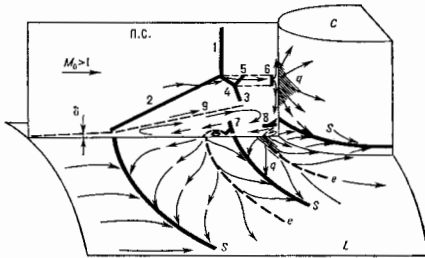


Рис. 4. Схема трёхмерного отрывного течения: L — поверхность летательного аппарата; С — цилиндрический выступ, П. С. — плоскость симметрии; 6 — толщина пограничного слоя; 7 — 8 — ударные волны; 9 — граница области отрывного течения; 5 — линия отрыва течения от поверхности летательного аппарата; e — линии растекания; q — зоны повышенных тепловых потоков (заштрихованы).

выступом возникает отошедшая ударная волна 1, пересечение к-рой с пограничным слоем вызывает образование зоны О. т. с границей 9 и ударной волны 2. В области за ударными волнами 1 и 2 образуется сложная система ударных волн 3, 4, 5, 6, 7 и 8 и линий отрыва потока газа от твёрдых поверхностей 3 и линий растекания е. Местные области сверхзвуковых течений замыкаются ударными волнами 6 и 8, за к-рыми на обтекаемой поверхности наблюдаются зоны довышенных тепловых потоков q . Образовавшееся течение нестационарно, амплитуды пульсаций давления достаточно велики, а тепловые потоки на участках поверхности q могут в десятки раз превышать тепловые потоки, соответствующие обтеканию этих поверхностей при безотрывном течении.

О. т. широко распространены в технике и наблюдаются при обтекании корпусов самолётов, кораблей, ракет, при течениях в каналах турбин, насосов, коленчатых трубопроводов и др. В большинстве случаев возникновение О. т. нежелательно, т. к. приводит к увеличению аэродинамич. сопротивления, увеличению потерь в каналах, появлению пульсаций давления и мощных акустич. возмущений. Для его предотвращения применяют отсос пограничного слоя, удвудание в пограничный слой газа с повышенной кинетич. энергией и уменьшение градиента давления в направлении течения путём подбора формы поверхности обтекаемого тела или канала, устройства направляющих лопаток.

Для анализа характерных областей О. т. можно использовать *Наве — Стокса уравнения*. Для ламинарного течения и ряда задач турбулентного течения получены численные решения. Однако сложность ур-ний и нерегулярное поведение параметров в зонах О. т. ограничивают возможность такого подхода для многих практич. задач. Для их решения обычно используют полумпирич. методики, постулирующие картину течения и использующие для турбулентных течений эмпирич. константы.

Лит.: Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., М., 1930; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Абрамович Г. И., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Зялин Д., Обрывные течения, изд. с англ., т. 1—3, М., 1975—75; Орлов Ю. В. Я., Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, М., 1983; Особенности трёхмерных отрывных течений в сверхзвуковых потоках, в кн.: Наука и человечество, М., 1986, с. 302—04.

ОХЛАЖДЕНИЕ ПУЧКОВ аэродинамич. частиц — уменьшение фазового объёма, занимаемого частицами в пучке в накопителе, за счёт к-л. механизма диссипации. (Согласно *Ливингста теореме*, в механич. системе без диссипации фазовый объём сохраняется.) Охлаждение пучка позволяет значительно повысить плотность частиц в фазовом пространстве, т. е. существенно сжать пучок и уменьшить разброс скоростей частиц пучка. Охлаждение позволяет производить тат. накопление частиц путём инжекции всё новых частиц в освобождённые участки при охлаждении участка фазового пространства [4].

Скорость охлаждения частиц при наличии диссипации определяется декрементом λ , характеризующим скорость уменьшения элемента $\Delta\Gamma$ шестимерного фазового объёма:

$$\lambda = -\frac{1}{\Delta\Gamma} \frac{d\Delta\Gamma}{dt} = \lambda_z + \lambda_r + \lambda_\gamma = \\ = \left\langle \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} \right\rangle_{\mathcal{E}} + \left\langle \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \mathcal{E}} \right\rangle_{\mathcal{E}} \text{ при } v \approx c, \\ = \left\langle \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \mathcal{E}_k} \right\rangle_{\mathcal{E}_k} + \left\langle \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \mathcal{E}_k} \right\rangle_{\mathcal{E}_k} \text{ при } v \ll c, \quad (1)$$

где λ_z , λ_r , λ_γ — декременты охлаждения пучка по вертикальной, радиальной и продольной степеням свободы, \mathcal{E} и \mathcal{E}_k — полная и кинетическая энергии частицы, v — скорость частиц, \mathcal{F} — мощность потерь энергии ($\mathcal{F} = -Fv$, где F — дивергентная сила торможения).

Устанавливающийся в результате охлаждения значение фазового объёма определяется балансом скорости

охлаждения и скорости нагрева из-за разл. сопутствующих процессов, как связанных с самим механизмом охлаждения, так и «посторонних» (рассеяние на атомах остаточного газа в камере, флуктуации поля накопителя и т. д.). Известно несколько методов охлаждения, отличающихся способом получения силы торможения.

Радиационное охлаждение связано с потерями энергии частицами на *синхротронное излучение* при движении в магн. поле. Мощность синхротронного излучения в релятивистском случае равна [2]

$$\mathcal{P}_s = \frac{2}{3} \frac{e^4}{M^2 c^3} \gamma^2 B^2, \quad (2)$$

где e , M — заряд и масса частицы, $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$, B — магн. индукция. Как видно из выражения (1), в этом случае $\lambda = 4\mathcal{P}_s/\mathcal{E}$. Распределение полного затухания λ между степенями свободы, т. е. значения λ_z , λ_r , λ_γ , зависит от конкретной структуры магн. поля накопителя и др. факторов, определяющих взаимную связь колебаний по разл. координатам. Так, для накопителя с азимутально-симметричным магн. полем, характерным показателем спада n , декременты охлаждения равны

$$\lambda_z = \frac{\mathcal{P}_s}{\mathcal{E}}, \quad \lambda_r = \frac{\mathcal{P}_s}{\mathcal{E}} \frac{n}{1-n}, \quad \lambda_\gamma = \frac{\mathcal{P}_s}{\mathcal{E}} \frac{3-4n}{1-n}. \quad (3)$$

В таком накопителе поперечные колебания затухают во всём диапазоне устойчивости *бетатронных колебаний* $0 < n < 1$, а продольные — только при $n < 3/4$. Для накопителя с жёсткой фокусировкой ($|n| \gg 1$) и постоянных вдоль орбиты магн. полем радиальные колебания раскачиваются, т. е. $\lambda_r < 0$. Простейшей структурой, совмещающей высокую жёсткость фокусировки и охлаждение по всем степеням свободы, является т. н. система с разделёнными ф-циями: на поворотных участках поле однородно, а фокусировка и дефокусировка осуществляются квадрупольными линзами. В этом случае оба поперечных направления почти эквивалентны $\lambda_z \approx \lambda_r \approx \langle \mathcal{P}_s \rangle_{\mathcal{E}}$, а $\lambda_\gamma = 2 \langle \mathcal{P}_s \rangle_{\mathcal{E}} / \langle \mathcal{P}_s \rangle_{\mathcal{E}}$ — средняя по орбите мощность потерь).

Установившееся значение темп-ры пучка определяется раскачкой продольных и радиальных колебаний из-за квантового характера излучения. Характерная энергия излучаемых фотонов равна $\mathcal{E}_\gamma = \hbar\omega\gamma^3$ (ω — частота обращения частицы). За время затухания $\tau \sim 1/\lambda$ излучается $N = \mathcal{P}_s \tau / \mathcal{E}$ статистически независимых фотонов, поэтому разброс энергий в пучке будет составлять $\Delta \mathcal{E} \approx \pm \mathcal{E} \sqrt{N} \approx \pm \sqrt{\hbar e B c \gamma^3}$. При излучении фотонов возбуждаются также радиальные бетатронные колебания (т. к. при этом меняется импульс частицы, а следовательно, и положение равновесной орбиты). Вертикальные колебания раскачиваются слабее, т. к. фотоны испускаются под малым углом $\sim 1/\gamma$ к направлению движения (они определяются в основном связью радиального и вертикального движения).

Механизм радиац. охлаждения эффективно действует в накопителех электронов и позитронов (где он успешно используется). Для тяжёлых частиц мощность синхротронного излучения слишком мала при тех же кинетич. достижимых энергиях и магн. полях, и приходится прибегать к др. механизмам охлаждения.

Электронное охлаждение пучков тяжёлых частиц, предложенное Г. И. Будкером в 1966 и реализованное в 1974—75 [3], основано на взаимодействии охлаждаемого пучка с электронным пучком. Для этого в одном из прямолинейных промежутков накопителя сквозь пиркулирующий пучок тяжёлых частиц пропускается электронный пучок с той же ср. скоростью и малым разбросом скоростей. Благодаря кулоновскому взаимодействию между «холодными» электронами и «горячими» тяжёлыми частицами происходит интенсивный теплообмен, в результате к-рого пучок тяжёлых частиц охлажд-

дается. Декременты охлаждения в поперечном направлении равны:

$$\lambda_{z, \text{уст}} \approx 20 \frac{e^2 L_c \langle n \rangle}{M m v^3} \begin{cases} \times 1/\theta_e^3 & \text{при } \theta_i \ll \theta_e, \\ \times 1/\theta_i^3 & \text{при } \theta_e \ll \theta_i. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $\langle n \rangle$ — средняя по орбите плотность электронов, θ_i, θ_e — угл. разбросы тяжелых частиц и электронов, M, m — их массы, $L_c = \ln(\rho_{\text{макс}}/\rho_{\text{мин}})$ — т. н. кулоновский логарифм ($\rho_{\text{макс}} \gg \rho_{\text{мин}}$ — макс. и мин. прицельные параметры столкновений). Установившееся значение $\lambda_{z, \text{уст}}$ определяется равенством темп-р электронов и тяжелых частиц:

$$\theta_{i, \text{уст}} = \theta_e \sqrt{m/M}. \quad (5)$$

Из-за большой разности масс m и M угл. разброс в пучке тяжелых частиц оказывается значительно меньше, чем в охлаждающем электронном пучке.

Применяемое для обеспечения транспортировки пучка продольное магн. поле ещё более усиливает охлаждающее действие электронного пучка: поперечное тепловое движение электронов как бы вымораживается (тяжелые частицы, протолзающие достаточно далеко от электрона, не ощущают его быстрого обращения в магн. поле по ларморовской окружности), а темп-ра продольного движения электронов часто бывает много меньше поперечной.

Эксперименты с электронным охлаждением [3] позволили охладить протонный пучок с энергией 65 МэВ до $T \sim 1$ К за времена $t \sim 50$ мс.

Ионизационное охлаждение основано на использовании диссипативного характера сил торможения при ионизации вещества. Помещая на пути пучка ряд тонких мишеней и обеспечив надлежащую связь между разл. степенями свободы, можно обеспечить затухание во всем степеням свободы. Установившиеся значения разброса скоростей обусловлены рассеянием на ядрах вещества и флуктуациями ионизац. потерь. Для протонов и антипротонов применение метода существенно ограничивается из-за их сильного взаимодействия с ядрами вещества. Практич. реализации метод пока не получил. Можно ожидать, что он окажется эффективным для мюонных пучков.

Стохастическое охлаждение, предложенное ван дер Мером (1972), основано на введении затухания с помощью систем обратной связи. Измерит. электроды определяют отклонение частицы по к. л. направлению, сигнал, пропорц. этому отклонению, усиливается и через систему обратной связи воздействует на частицу, вызывая затухание колебаний по соответствующему направлению. Напр., для уменьшения разброса по импульсам Δp_x измеряется радиальное отклонение частиц, к-рые пропорц. Δp_x . Сигнал измерит. электрода после усиления подается на ускоряющий зазор в момент прихода частицы, ускоряя или замедляя её. Колебания отд. частицы (если бы она была одна) можно было бы погасить за время периода одного оборота. Влияние соседних частиц, воздействующих на тот же электрод, увеличивает время затухания. В предельно бесконечно большого числа частиц затухания вообще нет. Для конечног. хотя и большого, числа частиц затухание имеет место, но оно невелико: его декремент ограничен неравенством

$$\lambda < \frac{\Delta \omega \cdot 2\pi f}{\omega^2 N}, \quad (6)$$

где ω и $\Delta \omega$ — частота обращения частиц и её разброс, f — ширина полосы пропускания системы обратной связи, N — число частиц в циркулирующем пучке. Мин. достижимая темп-ра пучка ограничена тепловыми шумами усилителя, к-рые «сгревают» пучок. Для преодоления этого ограничения можно применить большее число независимо работающих систем обратной связи. Экспериментально достигнутое время охлаждения зависело от параметров пучка и системы обратной связи и

составляло от неск. секунд до неск. часов. Метод stochastic. охлаждения особенно эффективен при малом числе частиц в больших разбросах их скоростей. Он успешно применён в ЦЕРНе в накопители антипротонов. Лит.: 1) Вудс Г. И., Скрипкин А. И., Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц, «УФН», 1978, т. 124, с. 561; 2) Коломенский Я. А. А., Лебедев В. А. И., Теория пинчковых ускорителей. М., 1962; 3) Скрипкин А. И., Пархоменчук В. В., Методы охлаждения пучков заряженных частиц, «ЖЭТФ», 1981, т. 12, № 3, с. 557.

В. В. Пархоменчук.

ОЧАРОВАНИЕ (чарм, шарм, от англ. charm — очарование) — аддитивное квантовое число S , характеризующее адроны или кварки. Частицы с ненулевым значением O наз. очарованными частицами. В кварковой модели адронов O равно разности между числом очарованных кварков (c) и антикварков (\bar{c}). O сохраняется в сильном и эл.-магн. взаимодействиях; в распадах очарованных адронов, происходящих за счёт слабого взаимодействия, O меняется на единицу.

В. И. Захаров.

ОЧАРОВАННЫЕ ЧАСТИЦЫ — семейство адронов, обладающих квантовым числом очарования. O ч. имеют в своём составе относительно тяжёлые c -кварки с электр. зарядом $+2/3$. Масса составляющего (конституентного) c -кварка примерно 1,5 ГэВ, так что характерная масса O ч. ~ 2 ГэВ. Как и обычные частицы, O ч. обладают определёнными значениями странности и изотопического спина, зависящими от их кваркового состава. К кон. 80-х гг. лучше были изучены свойства очарованных мезонов, чем барионов. Самые лёгкие очарованные мезоны распадаются только в результате слабого взаимодействия и живут относительно долго, порядка 10^{-13} с. Кварковая структура известных очарованных мезонов следующая: $D^0 = (c\bar{u})$, $D^+ = (c\bar{d})$, $D_s^+ = (c\bar{s})$, $D_s^0 = (c\bar{u})$, $D_s^- = (c\bar{s})$, где $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ — соответственно укулонные и странн. кварки (антикварки). Символы D, D_s относятся к псевдоскалярным частицам. Для векторных мезонов приняты символы D^*, D_s^* . Значения масс известных очарованных мезонов таковы:

$$\begin{aligned} m(D^0) &= (1864,6 \pm 0,6) \text{ МэВ}, \\ m(D^+) &= (1869,3 \pm 0,6) \text{ МэВ}, \\ m(D^{*0}) &= (2007,2 \pm 2,1) \text{ МэВ}, \\ m(D^{*+}) &= (2010,1 \pm 0,7) \text{ МэВ}, \\ m(D_s^+) &= (1970,5 \pm 2,5) \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Для очарованных барионов установлено существование только $\Lambda_c^+ = (udc)$ и $\Sigma_c^+ = (usc)$, $m(\Lambda_c^+) = (2281,2 \pm 3,0) \text{ МэВ}$, $m(\Sigma_c^+) = (2460 \pm 4) \text{ МэВ}$.

В результате слабого распада c -кварка образуются преим. s -кварки. Вероятность образования нуклонных кварков подавлена как $\sin^2 \theta_c$, где θ_c — Кабиббо угол. Т. о., в распадах D -мезонов и Λ_c -барионов образуются, как правило, странн. частицы, а в распадах D_s -мезонов — частицы, в волновой ф-ции к-рых велика примесь состояния ($s\bar{s}$) (прежде всего f и η -мезоны). Векторные D^* -мезоны распадаются на D - и Λ -мезоны за счёт сильного взаимодействия.

Наиб. интересный факт, касающийся слабых распадов O ч., — существ. различие полных времён жизни D^0 - и D^+ -мезонов:

$$\begin{aligned} \tau(D^0) &= (4,3^{+0,5}_{-0,4}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \\ \tau(D^+) &= (9,2^{+1,3}_{-1,0}) \cdot 10^{-13} \text{ с}. \end{aligned}$$

Это эксперим. наблюдение означает, что неверна т. н. спектрадная модель, согласно к-рой вероятности распадов O ч. определяются исключительно амплитудами распада c -кварка, а присутствие нуклонного кварка в мезоне несущественно — последний играет роль

«наблюдателя», «спектратора». До появления эксперим. данных практически не было сомнения в справедливости спеклаторной модели.

Времена жизни D_s -мезона и Λ_c^- , Ξ_c^+ -барионов известны с худшей точностью:

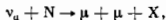
$$\tau(D_s) = (2,8_{-0,7}^{+1,6}) \cdot 10^{-13} \text{ с},$$

$$\tau(\Lambda_c^-) = (2,3_{-0,5}^{+0,8}) \cdot 10^{-13} \text{ с},$$

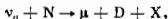
$$\tau(\Xi_c^+) = (4_{-1,5}^{+2}) \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

Наиб. полная информация о массах и парциальных ширинах распадов очарованных мезонов была получена в экспериментах по аннигиляции пары e^+e^- в адроны, проведенных на встречных электронно-позитронных пучках. В этих экспериментах был, в частности, открыт мезон ψ (3770) (см. *Паркони*), k -рый распадается практически всегда на пару $D\bar{D}$. Поскольку сечение рождения ψ (3770) при резонансной энергии велико, то встречные e^+e^- -пучки являются как бы фабрикой D -мезонов.

Однако первое, правда косвенное, указание на существование $O. c.$ было получено при изучении взаимодействий мюонных нейтрино с нуклонами; в 1974 на ускорителе в Батейни (США) были зарегистрированы т. н. димюнные события:



когда в конечном состоянии наблюдаются два мюона, а остальные частицы (X) не идентифицируются. Димюнные события естественно было интерпретировать как рождение $O. c.$, нагр.



с последующим слабым лептонным распадом D -мезона. Прямое свидетельство в пользу существования $O. c.$ было получено в 1976—77 в опытах по аннигиляции e^+e^- .

Особые трудности представляет измерение времени жизни $O. c.$ Для решения этой задачи была разработана спец. методика. Время жизни определялось по длине пробега в фотоэмульсии. Однако для выделения редких событий рождения $O. c.$ поиск таких реакций проводился только в том случае, когда регистрировались продукты распада $O. c.$ (напр., с помощью внеш. мюонного идентификатора).

Открытие $O. c.$ явилось триумфом теории, в особенности кварковой модели адронов, k -рая предсказала существование новых частиц задолго до их эксперим. обнаружения. Несколько условно развитие теоретич. представлений об $O. c.$ можно разбить на три этапа. В 60-х гг. существование $O. c.$ обсуждалось как возможно, но необязательное расширение семейства известных тогда кварков: u, d, s, c (?). В 1970 в работе Ш. Глашоу (Sh. Glashow), Дж. Иллиопулоса (J. Illiopoulos), Л. Майяни (L. Maiani) было показано, что должны существовать относительно легкие — не тяжелее пекс. ГэВ — $O. c.$ Существование нового кварка было необходимым условием самосогласованности теории слабого взаимодействия. Поэтому предсказывались и амплитуды слабого взаимодействия s -кварка, в частности преимуществ. связь s -кварков s -кварками.

Нет никаких сомнений в том, что исходные теоретич. представления, приведшие к предсказанию $O. c.$, верны. После открытия $O. c.$ возникла задача более детального динамич. описания свойств s -кварков и адронов, состоящих из этих кварков. Оказалось, что относительно больш. величина массы очарованного кварка, как правило, позволяет значительно упростить теоретич. описание и тем самым выявить его осн. закономерности. В частности, мезоны, составленные из пары кварков (cc), наиб. просто описываются в рамках

совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики*. Энергия связи этих мезонов оказывается чувствительной к величине т. н. вакуумного глюонного конденсата. В рамках потенциальных моделей изучение мезонов, состоящих из очарованных кварков, позволило установить вид потенциала взаимодействия между кварками (сумма членов пропорциональных r и r^{-1} , где r — расстояние между кварками).

В то же время сравнение теоретич. предсказаний с опытом выявило несостоятельность нек-рых динамич. представлений. Выше отмечалось, что для описания слабых распадов $O. c.$ оказалась непригодной спеклаторная модель. Поскольку эта модель заведомо должна быть верна для достаточно тяжелых кварков, то ясно, что масса кварка, равная 1,5 ГэВ, ещё недостаточно велика, чтобы пользоваться асимптотическими по массе кварка ϕ -лами. Сечение рождения $O. c.$ в столкновениях нуклонов оказалось значительно больше, чем предсказывалось теоретически. Для объяснения этих данных возникли модели, согласно k -рым волновые ф-ции обычных нуклонов содержат значит. примесь состояний с очарованными кварками (cc). Подобные модели означают модификацию обычных представлений о нуклонах. Альтернативным объяснением является неприменимость теории возмущений к процессам рождения $O. c.$

В целом после открытия $O. c.$ практически не осталось сомнения в реальности существования кварков. Лит.: Вайсберг А. О., Определение времени жизни очарованных частиц, «Природа», 1981, № 4, с. 74; Окунь Л. Б., Лептоны и нейтрино, 2 изд., М., 1980, гл. 14.; В. И. Зайгар, ОБЩЕГО ТЕОРИЯ — раздел матем. статистики, посвященный получению численных значений (оценок) измеряемых величин по результатам измерения со случайными ошибками. Осн. задачами $O. t.$ являются изучение распределений случайных ошибок измерений, выявление систематич. и грубых ошибок измерений (см. *Анализ данных*), разработка методов получения оценок для измеряемых величин по измерениям (см. *Наименьших квадратов метод*, *Максимального правдоподобия метод*), изучение точности самих оценок из-за погрешности измерений.

Лит.: Ли и Ян К. Б., Метод наименьших квадратов и осн. основы математико-статистической теории обработки наблюдений, 2 изд., М., 1982; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976; Тьюки и Дж. Анализ результатов наблюдений, пер. с англ., М., 1981; Бороков А. А., Математическая статистика, М., 1984. В. П. Жигорин, С. В. Каменков.



ПАДЕ АППРОКСИМАЦИЯ — метод суммирования расходящихся рядов с помощью рациональных ϕ -ц.и. Покрытие П. а. сформировалось в кон. 19 в. в рамках классич. теории непрерывных дробей в работах Г. Фробениуса (G. Frobenius) и А. Паде (H. Padé), определенной разложением в ряд Тейлора

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n z^n,$$

П. а. $f^{[N, M]}(z)$ (или просто $[N, M]$) наз. рациональная ϕ -ция

$$f^{[N, M]}(z) = P_N(z)/Q_M(z) = f(z) + O(z^{N+M+1}), \quad (1)$$

где $P_N(z)$ и $Q_M(z)$ — полиномы степеней N и M соответственно. Если $N = M$, то $f^{[N, N]}$ наз. диагональной П. а. Фундам. результаты о диагональных П. а. были

получены П. Л. Чибышевны, А. А. Марковым и Т. Стильсом (Th. Stieltjes) в терминах непрерывных дробей. Вычисления П. а. $f(N, M)$ сводится к решению системы линейных ур-ний, коэф. которых выражаются через коэф. f_n .

П. а. f_n обладает след. свойствами. 1) При фиксированных N и M $f(N, M)$ единственна. 2) Класс ф-ций, к-рым можно аппроксимировать методом П. а., включает в себя ф-ции, имеющие особенности в виде полюсов; это отличает П. а. от аппроксимации с помощью полиномов, несправедливой в окрестности полюса. 3) Поскольку П. а. осуществляет гладкое аналитическое продолжение известных членов ряда Тейлора, начиная с $N + M + 1$, она имеет смысл, если члены ряда медленно меняются с ростом n . Это всегда справедливо, если ряд имеет ненулевой радиус сходимости. 4) Для любой мероморфной ф-ции $f(z)$ и для любых $R > 0$, $\varepsilon > 0$ и $\delta > 0$ существует номер N , такой, что при $n \geq N$ диагональные П. а. $[n, n]$ удовлетворяют условию

$$|f(z) - f^{[n, n]}(z)| < \varepsilon$$

при $|z| \leq R$ за исключением области D_n меры менее δ . Это свойство обычно называют сходимостью по мере. Тот же результат справедлив и для $[n+k, n]$ П. а. 5) Недостаток П. а. является то, что в нек-рых случаях ф-ция $f(N, M)$ при фиксированных N и M может иметь особенности, отличные от особенностей ф-ции $f(z)$. В этом смысле наилучшее описание обычно дают диагональные П. а.

Метод П. а. применяют в разл. физ. задачах для улучшения свойств решений, полученных приближенными методами. Метод позволяет ускорить сходимость ряда теории возмущений по малому параметру, аналитически продолжить полученное решение за пределы круга сходимости исходного ряда, осуществить численное решение ур-ний, в этом случае П. а. имеет преимущество по сравнению с методом Ньютона.

Метод П. а. можно также применить для суммирования асимптотич. разложений, имеющих нулевой радиус сходимости. В этом случае П. а. следует использовать в комбинации с др. методами, улучшающими сходимость исходного ряда, напр. с методом преобразования Бореля. Разработано много алгоритмов для машинного вычисления П. а., что существенно для разл. приложений. Метод П. а. применяют к задачам статистич. механики, физики твердого тела, физики элементарных частиц, теории критич. явлений, квантовой механики — ко всем задачам, где имеется разложение по малому параметру.

Лит.: Вейкер Дж. (мл.), Грейвс-Моррис П., Аппроксимация Паде, пер. с англ., М., 1986. Д. И. Назаров.

ПАДЕНИЕ ТЕЛ — движение тел при отсутствии у них нач. скорости, обусловленное притяжением Земли. Если П. т. осуществляется с небольшой по сравнению с радиусом Земли высотой, то действующую на тело силу тяжести $P = mg$, представляющую собой сумму силы притяжения и центробежной силы инерции (учитываемой в первом приближении влияние вращения Земли), можно на данной географич. широте считать постоянной. При этих предположениях движение тела будет происходить под действием пост. силы тяжести и переменной силы сопротивления среды (воздуха или воды). В нек-рых случаях сопротивлением среды можно пренебречь; при этом предположении движение тела пад. с в о б о д н ы м падением и представляет собой прямолинейное равнономерно ускоренное поступат. движение. Ф-лы свободного П. т. характерны тем, что они не содержат к-л. коэффициентов, зависящих от масс тела и его формы.

В практике пренебрегать действием сопротивления среды нельзя. Если принять, что гл. вектор сил сопротивления $R = kSv^2$, где v — скорость центра масс тела, S — площадь наиб. непоперного сечения тела плоскостью, перпендикулярной к направлению скорости v , а k — численный коэф., зависящий от формы

тела и плотности среды, то для скорости центра масс тела в зависимости от пройденного им расстояния h получается ф-ла

$$v = a\sqrt{1 - \exp(-2gh/a^2)}, \quad (*)$$

где $a = \sqrt{P/kS}$. Из ф-лы (*) следует, что с возрастанием h скорость падения стремится к постоянной a , наз. предельной скоростью падения. Если k и S достаточно велики, то скорость падения приближается к предельной скорости на сравнительно коротких расстояниях от точки начала падения.

При П. т. с больших высот необходимо принимать во внимание влияние вращения Земли (см. *Кориолиса сила инерции*), вызывающее отклонение падающего тела от вертикали, а также изменение силы притяжения с расстоянием тела от поверхности Земли. В первом приближении отклонение тела направлено к востоку; величина этого отклонения при свободном падении равна $y = 1/2 \omega^2 g t^2 \cos \varphi$, где ω — угл. скорость Земли, φ — широта, t — время падения; во втором приближении получается дополнит. отклонение к югу: $x = 1/2 \omega^2 g t^4 \sin \varphi \cos \varphi$.

При учёте изменения силы притяжения, к-рая обратно пропорц. квадрату расстояния от центра Земли, для скорости свободного падения имеет место ф-ла

$$v = \sqrt{\frac{2gh}{(1 + h_0/R)[1 + (h_0 - h)/R]}}$$

где h_0 — высота падения (считая от поверхности Земли), R — радиус Земли.

ПАЙЕРЛСА ПЕРЕХОД — структурный фазовый переход металла — диэлектрик в квазиодномерных соединениях, при к-ром формируются периодич. в пространстве смещения янов из их положения равновесия в металл. фазе. Смещения сопровождаются перераспределением электронной плотности (см. *Волны зарядовой плотности* 1, 3). В квазиодномерных кристаллах с цепочечной структурой янов (или молекул) электроны проводимости свободно двигаются вдоль цепочек из-за хорошего перекрытия валовых электронных ф-ций соседних атомов в цепочке, но движение электронов между цепочками затруднено [4].

Для одной цепочки «поверхости» Ферми электронов проводимости состоит из двух точек в пространстве одномерных волновых векторов $k = \pm k_F$ (дуг — фермиевский импульс). Эти точки совмещаются друг с другом при переносе на величину $2k_F$. Поэтому смещения янов с одномерным волновым вектором $2k_F$ (пайерлсовские смещения) создают диэлектрич. щель на поверхности Ферми (в точках $\pm k_F$), к-рая приводит к понижению энергий электронов вблизи щели и к понижению полной энергии электронной системы (рис. 1). Это понижение и является причиной П. п.

П. п. проявляется в падении проводимости и парамагн. восприимчивости электронов при охлаждении кристаллов ниже точки перехода.

Из-за движения электронов между цепочками, а также из-за электростатич. взаимодействия волн зарядовой плотности на разных цепочках пайерлсовские смещения ниже точки фазового перехода упорядочиваются трёхмерным образом. Поверхность Ферми в этом случае состоит из двух участков вблизи точек $\pm k_F$. Эти участки совмещаются при параллельном переносе на трёхмерный вектор Q , компонента к-рого вдоль цепочек равна $2k_F$ (рис. 2). Наиб. часто волны зарядовой плотности

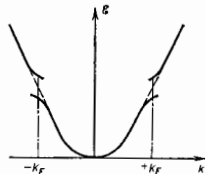


Рис. 1. Энергетический спектр электронов в пайерлсовском диэлектрике (сплошные линии) и в металлической фазе (пунктир).

соседних цепочек находится в противофазе. Однако компонента вектора Q вдоль цепочек всегда близка к $2k_F$, причём величина $2k_F$ пропорц. плотности электронов в проводимости на цепочке. Связь вектора Q с плотностью электронов в проводимости на цепочках выявляет электронную природу П. п.

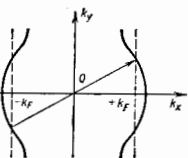


Рис. 2. Поверхность Ферми в квазиодномерном металле. Пунктир показывает поверхность Ферми без учёта движения электронов между цепочками; переход на вектор Q смещает правую и левую части поверхности Ферми. Ось x направлена вдоль цепочек.

Для пайерсовского диэлектрика характерны нелинейные эффекты в зависимости электрич. тока I от приложенного электрич. поля. Для трихалькогенидов переходных металлов эти эффекты проявляются в полях $E \approx E_c$, где E_c — пороговое поле, мин. значение k -рога $\approx 0,01$ — 1 В/см. Возле E_c с ростом E величина dE/dI падает и появляется периодически осциллирующая во времени компонента электрич. тока. Интерпретация этого эффекта основана на концепции флексионской коллективной моды, спейдической для состояния с волной зарядовой плотности.

Лит.: 1) Пайерлс Р., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1956, гл. 5, § 3; 2) Булаевский Л. П., Структурный (пайерсовский) переход в квазиодномерных кристаллах, «УФН», 1975, т. 115, с. 263; 3) Jerome D., Seelig H. J., Organic conductors and superconductors, Adv. Phys., 1982, т. 23; 4) Schrieffer P. F., Electical and magnetic properties of linear conducting chains, «Phys. Stat. Solidi», 1972, т. 12, p. 9. Л. Н. Булаевский.

ПАЛЕОМАГНИТОЛОГИЯ — учение о палеомагнетизме, т. е. о магн. поле Земли в прошлые геологич. эпохи. Вместе с петромагнитологией, изучающей магнетизм горных пород, П. возникла и развивается на стыке геологии, геофизики, физики, химии.

П. рассматривает две задачи: прямую — изучение поведения в пространстве и времени древнего геомагн. поля (ГП) $H_{др}$ на основе информации об остаточной намагниченности M_n горных пород, а также исследование закономерностей закрепления и сохранения данных о древнем ГП в M_n , и обратную — определение на основе палеомагн. данных условий образования пород, уточнение георолевологии и стратиграфии (строения и эволюции Земли), решение ряда проблем структурной геологии, палеогеографии и т. д.

В основе П. лежат следующие три положения: 1) вектор M_n горных пород пропорц. вектору ГП $H_{др}$ времени и места образования породы, т. е.

$$M_n = kH_{др}. \quad (1)$$

Выполнение равенства (1) позволяет по измеренным величине и направлению M_n вычислить величину и направление древнего ГП; 2) первичная остаточная намагниченность M_n^0 сохраняется (хотя бы частично) в породе к моменту измерения и может быть выделена из суммарной (многокомпонентной) M_n , при этом любая надёжно датированная компонента M_n приобретает смысл первичной; 3) осреднённое за интервал времени более 10^6 лет древнее ГП является дипольным (см. *Земной магнетизм*).

Образование стабильной остаточной намагниченности M_n , способной сохраниться в горных породах до наших дней, определяется условиями (темп.-пр., давлением, хим. реакциями и др.), при к-рых происходили кристаллизация минералов и формирование горных пород. Наб. информация для П. термостабильная и намагнитенность M_n , к-рая образуется при охлаждении ферромагн. материала от темп-р T выше точки Кюри T_C до нек-рой темп-ры $T < T_C$ в пост. магн. поле. M_n приобретает, напр.,

зверженные горные породы при остывании продуктов извержения на поверхности Земли в ГП места и времени извержения. В области малых полей, каковым является и ГП, M_n удовлетворяет соотношению (1) и зависит от интервала темп-р, в к-ром она возникла. В практике палео- и петромагн. исследований этот интервал обычно соответствует интервалу от T_C до комнатной темп-ры.

Др. вид M_n , имеющий также большое значение в П., — ориентационная остаточная намагнитенность M_{ro} , образовавшаяся при осаждении в пост. магн. поле взвешенных в жидкости или газе свободно ориентирующихся ферромагн. частиц. Магн. моменты этих частиц преим. ориентируются по направлению внеш. магн. поля. M_{ro} приобретает осадочные горные породы, образованные в эпохи осадконакопления. В малых полях M_{ro} также удовлетворяет зависимости (1), однако палеомагн. исследованиями установлено, что M_{ro} часто даёт неверную информацию о направлении древнего ГП. Поэтому при палеомагн. исследованиях осадочных горных пород необходимо учитывать влияние на M_{ro} процессов уплотнения частиц и переноса их течениями.

Нередко как изверженные, так и осадочные породы могут частично или полностью терять первичную информацию о ГП, существовавшей во время их образования, в результате хим. и др. преобразований ферромагн. минералов при нек-рой темп-ре ниже T_C в более позднем ГП. При этом образуется химически новая остаточная и намагнитенность M_{re} , свойства к-рой сложны и ещё до конца не изучены. В палеомагн. исследованиях M_{re} зачастую выступает в роли вторичной, паразитной намагниченности, однако в нек-рых случаях она приобретает смысл первичной и сама несёт информацию о ГП и физ.-хим. условиях в эпоху их образования.

В качестве вторичной намагниченности в горных породах почти всегда присутствует в знач. остаточная и намагнитенность M_{re} , возникающая при длительном изотермич. выдержании пост. ГП в эпохи после образования породы. Наиб. эффективным способом разрушения M_{re} и устранения её влияния на первичную палеомагн. информацию является т. н. температурная чистка (нагрев и охлаждение в нулевом поле до $T < T_C$). Эксперименты показали, что M_{re} пропорциональна логарифму времени действия поля. Знание временной зависимости M_{re} позволяет использовать M_{re} для оценки абсолютного возраста горных пород.

Палеомагн. исследования включают три этапа: 1) выбор объекта исследования — геологич. тела или неск. тел, оптимально удовлетворяющих условиям поставленной задачи, определение их ориентации в древности и в наше время, отбор образцов слагающих эти тела пород; 2) выделение M_n из суммарной намагниченности M_n образца и определение её природы и степени сохранности (для ряда задач используются и др. компоненты M_n); 3) измерение величины и направления M_n^0 .

Конечная цель палеомагн. исследований — абсолютное достоверное определение модуля и направления ГП в точке отбора, привязанное ко времени нек-рого геологич. события (прямая задача П.) — не всегда достижима, поскольку ещё нет надёжных способов однозначного определения элементов древнего ГП и датировки геологич. событий. Поэтому результаты палеомагн. исследований характеризуются той или иной степенью надёжности (достоверности). Наб. надёжный вывод П. заключается в том, что магн. поле Земли в прошлом не оставалось постоянным ни по величине, ни по направлению, причём за геологич. время неоднократно происходила смена полярности ГП (инверсий). Обнаружение и датировка геомагн. инверсий — одно из важнейших достижений П. Установлено, что инверсии, как правило, происходят на фоне пониженной напря-

жённости ГП, при этом само поле, вероятно, имеет дипольный, а мультиполюльный характер. Продолжительность инверсий $\sim 10^4 - 10^5$ лет. От рифа до кайноэры обнаружено неск. сотен инверсий (рис. 1). Будучи явлением глобального масштаба, геомаг. инверсии используются для глобальной возрастной корреляции геолог. событий в истории Земли. Явление геомаг. инверсий лежит в основе магнитостратиграфии, построения временной шкалы изменений полярности ГП. Возникновение инверсий находит своё объяснение в теории генерации ГП (см. *Гидромагнитное динамо*). Необходимым условием установления факта инверсии является обнаружение в разных регионах Земли различных по генезису и составу, но одновозрастных пород с M_n , направленной противоположно ГП близлежащих энох. Однако в нек-рых случаях возможно самообращение M_n — самопроизвольное намагничивание горных пород противоположно направлению намагничивающего поля, что мешает выявлению инверсий. Самообращение M_n связано со сложными физико-химическими процессами в ферромагнитных зёрнах горных пород.

Наряду с инверсиями в истории ГП установлены также кратковременные (менее 10^4 лет) отклонения геомаг. полюса от своего прямого или обратного положения на угол менее 180° (обычно $60^\circ - 120^\circ$). Такие от-

клонения (э к с у р с я) изучены гораздо хуже инверсий, поскольку выделение экскурсов чрезвычайно осложняется из-за их кратковременности.

П. установила также, что в древние энохи ср. положение геомаг. полюсов на длит. отрезках времени значительно отличалось от современных. Положения палеомаг. полюсов вычисляют, исходя из предположения о дипольном характере ГП. Древний магн. меридиан находят по направлению горизонтальной составляющей M_n , положение древнего магн. полюса на этом меридиане определяют по ф-ле

$$2\lg\varphi = \lg I, \quad (2)$$

где φ — древняя геомаг. широта места отбора образцов, I — наклонение M_n (угол между M_n и горизонтальной плоскостью). Согласно теории гидромаг. динамо, положение геомаг. полюса прибли. совпадает с положением географ. полюса. Поэтому изменение положения древнего геомаг. полюса связывают с перемещением континентов. Собств. движения палеомаг. полюса, по имеющимся немногочисл. данным, не превышают 7° . По найденным для разных континентов кажущимся траекториям движения палеомаг. полюсов осуществляют палеотектонич. реконструкцию, т.е. определение относит. и абс. перемещений континентов и литосферных блоков, а также оценивают возраст горных пород.

К важным достижениям П. относится открытие периодич. изменений древнего ГП — палеоэпох в а р и а ц и я, обладающих дискретным и устойчивым во времени спектром. Выделены след. периоды вековых вариаций: $1.5 \cdot 10^5$; $9 \cdot 10^5$; $3 \cdot 10^6$; $2 \cdot 10^7$; $1.2 \cdot 10^8$; $900, 600, 350, 180, 120, 60, 20$ лет (значения примерные). Значение спектра палеоэпох вариаций позволяет осуществлять возрастную корреляцию геолог. образований в пределах зон одинаковой геомаг. полярности. Амплитуда вековых вариаций в древние энохи не отличалась от амплитуд совр. вариаций и резко увеличивалась в эпохи, близкие к инверсиям. В разные энохи наблюдалась как западный, так и восточный дрейф ГП. Величину напряжённости $H_{др}$ древнего ГП определить гораздо сложнее, чем направление, поскольку значение намагниченности сохраняется хуже, чем её направление. При определении $H_{др}$ на основании (4) сравнивается величина M_n горной породы (или одной из её компонент) с искусственно созданными на том же материале величинами остаточных намагниченностей (M_{11} , M_{10} и др.) в известном магн. поле. При этом считается, что величина и стабильность намагниченности не зависят от длительности её образования. В П. существует более 40 методов оценки $H_{др}$, многие из к-рых ещё далеко не совершенны. Поэтому часто наблюдается несоответствие палеомаг. данных о величине $H_{др}$, полученных разными методами, особенно для древних энох (рис. 2). Наиб. достоверно установлены вариации палеонапряжённости с периодом ок. 10^4 лет.

Для выявления палеомаг. информации в П. стали оперировать не просто вектором M_n , а совокупностью магн. свойств образца горной породы, наз. *магнитным составом* и *вектор* M_n входит как гл. составная часть. В П. магн. состояние является источником информации не только о древнем ГП, но и об условиях образования и последующего преобразования ферромаг. минералов и горных пород. Формирование устойчивого магн. состояния горных пород происходит под воздействием не только ГП, но и др.

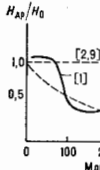


Рис. 2. Изменения напряжённости древнего геомагнитного поля за последние 400 лет (по данным разных авторов).

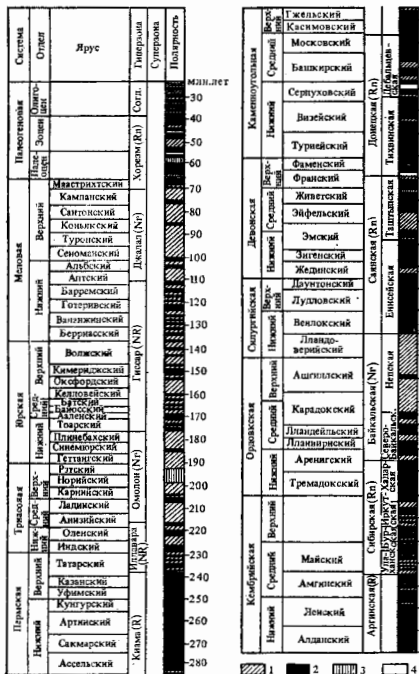


Рис. 1. Магнитостратиграфическая шкала докембрийской части палеоэры СССР. Интервалы полярности: 1 — прямой, 2 — обратный, 3 — частое чередование, 4 — неисследованные.

воздействий, напр. давления и темп-ры. Используя «память» магн. состояния об условиях своего образования и последующих внеш. воздействий, удалось существенно расширить информативность методов П. В. П. уже существуют простые и быстрые способы оценки темп-ры кристаллизации, перекристаллизации, намагничивания, вторичного прогресса минералов по их естеств. магн. состоянию (магнитные геотермометры). Что касается магн. геобарометров, определяющих воздействия давления на магн. состояние, то они пока не нашли должного развития в П.

Магн. «память» — это лишь часть физ. памяти минералов, и изучение её целесообразно проводить в комплексе с др. видами «памяти» (электрич., механич., хим. и др.). Использование в П. других (немагнитных) видов «памяти» позволило бы существенно повысить достоверность палеомагн. данных.

Лит.: 1) Большаков А. С., Солодовников Г. М., Напряженность геомагнитного поля в последние 400 млн. лет, «ДАН СССР», 1981, т. 260, № 6, с. 1340; 2) Борисова Г. П., Илюшова Л. Е., о возможности статистических оценок палеомагнитности геомагнитного поля, «Изв. АН СССР, Физика Земли», 1985, № 7, с. 71; 3) Брагинский С. И., Геомагнитное динамо, там же, 1978, № 9, с. 74; 4) Петрова Г. Н., Лабораторные методы при палеомагнитных исследованиях, «Геомагнитные исследования», 1977, № 19, с. 46; 5) Петровский Д. М., Петромагнетизм и палеомагнетизм, М., 1985; 6) Палеомагнитология, Л., 1982; 7) Яковлев В. М., Земной магнетизм, Л., 1978; 8) Smith P. J., Ancient geomagnetic field intensities..., «Geophys. J. Roy. Astron. Soc.», 1988, v. 18, p. 457; 9) Kono M., Intensities of the Earth's magnetic field about 60 m. y. ago determined from the Decan trap basalts, India, «J. Geophys. Res.», 1974, v. 79, № 8, p. 1135. Г. П. Марков.

ПАЛЛАДИЙ (Palladium), Pd, — хим. элемент VIII группы периодич. системы Менделеева, ат. номер 46, ат. масса 106,42, входит в платиновую группу *благородных металлов*. Природный Pd состоит из смеси 6 стабильных изотопов: ^{102}Pd , ^{104}Pd — ^{108}Pd , ^{109}Pd и ^{110}Pd ; преобладают ^{106}Pd (27,33%) и ^{108}Pd (26,46%), наименее распространён ^{102}Pd (1,020%). Металлич. радиус 0,137 нм, радиус иона Pd^{4+} 0,064 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2 4p^6 4d^{10}$. Энергии последоват. ионизации 8,33, 19,4 и 33,4 эВ. Значение электроотрицательности 1,8.

В свободном виде серебристо-белый металл, решётка кубич. гранцентрированная, постоянная решётки $a = 0,38824$ нм. Плотность 12,02 г/см³ (по др. данным, 12,16 г/см³), $t_{\text{пл}} = 1554^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} \text{ ок. } 2900^\circ\text{C}$. Теплота плавления 16,71 кДж/моль, теплота испарения 353 кДж/моль, уд. теплоёмкость $c_p = 25,8$ Дж/(моль·К). Темп-ра Дебая 275 К. Работа выхода электрона 4,8 эВ. Термич. коэф. линейного расширения 12,5·10⁻⁶ К⁻¹ (при 300 К). Уд. электрич. сопротивление 0,102 мОм·м (при 273 К), термич. коэф. электрич. сопротивления 3,79·10⁻⁶ К⁻¹ (при 273—373 К). Теплоёмкость 76,2 Вт/м·К (при 293 К). Твёрдость по Бринеллю 300—400 МПа. Модуль упругости 113 ГПа, модуль сдвига 49 ГПа (при 20 °С).

В соединениях проявляет степень окисления +2, реже +4. На воздухе устойчив. При 20 °С один объём П. способен обратимо поглощать до 900 объёмов водорода, поэтому П. катализирует мн. реакции гидрирования, он служит также (в чистом виде и в виде сплавов) катализатором различных др. хим. процессов. П. применяют для приготовления электр. контактов. Тонкие (толщиной до 0,1 мкм) слои П. используют для получения сверхчистого водорода. П. входит в состав сплавов для изготовления резисторов и терморез. Искусств. ^{106}Pd (электронный захват, $T_{1/2} = 17,0$ сут) служит в качестве радиоактивного индикатора.

С. С. Бердосов.

ПАМЯТИ УСТРОЙСТВА (запоминающая устройства) — в вычисл. технике (см. *Электронная вычислительная машина*) устройства для записи, хранения и воспроизведения информации. В качестве носителя информации может выступать физ. сигнал, распространяющийся в среде, или сама среда; при этом информация задается в виде параметров сигнала или параметров состояния среды соответственно. Напр., в случае магн. П.

у. носителем является магн. среда, а параметром состояния — намагниченность.

Процесс записи информации осуществляется при воздействии сигнала на носитель, изменяющее состояние этого носителя. Обратный процесс — считывание информации — состоит в изменении параметров считываемого сигнала или в его генерации под действием носителя. Физические способы записи, хранения и считывания информации могут быть различными: электрическими, магнитными, оптическими, акустическими и др.

Наим. участок среды — носителя информации, позволяющий хранить единицу информации, наз. элементом памяти (ЭП). Если он может принимать и сохранять два стабильных состояния, элемент является бистабильным, если у стабильных состояний — q — стабильным. Число бит информации n , к-рое может хранить q -стабильный элемент, определяется как $n = \ln_q q$. Напр., регистр, содержащий 4 бистабильных ЭП, имеет 16 стабильных состояний и позволяет хранить 4 бита информации. В вычисл. технике информация хранится (записывается, считывается) блоками по l бит, наз. словами или ячейками памяти. Примером трёхстабильного ЭП может служить магн. ЭП на ферритовом кольце (см. ниже). Он имеет три состояния намагниченности: положительную, отрицательную и нулевую. П. у. состоит из набора последовательно промаркированных слов. Запись (считывание) отд. слова осуществляется по его номеру, наз. адресом. В ряде П. у. можно обращаться также к отд. байтам внутри слова. Число l кратно 8, напр. при $n = 8$ слово содержит 8 бит (1 байт), а при $n = 16$ оно содержит 16 бит (2 байта).

П. у. характеризуется временем записи (считывания) информации, характерным временем её сохранения, плотностью размещения информации на носителе, информац. ёмкостью, энергией, необходимой для переключения ЭП, и т. п. Время записи (считывания) информации определяется временем переключения ЭП на одно устойчивое состояние и другое при записи (считывании) информации, характерное время сохранения информации носителем — физ. принципом её хранения. Напр., время сохранения заряда на конденсаторе в полупроводниковом П. у. существенно зависит от величины заряда и скорости его релаксации (тока утечки). Для увеличения времени сохранения информации она может периодически перезаряжаться (регенерироваться). Период регенерации должен быть меньше характерного времени сохранения информации в носителе. Плотность размещения информации определяется характерными размерами ЭП и измеряется отношением числа бит, сохраняемых носителем, к его площади (или объёму для объёмных носителей). Информац. ёмкость П. у. определяется произведением полного числа ЭП в П. у. на число бит в ЭП.

Элементы памяти на макрооптических структурных изменениях (нарушениях формы) носителя. Хранение информации осуществляется в таких структурных изменениях (нарушениях) поверхности носителя, как изменение рельефа поверхности, степень её разупорядоченности (кристаллич. или аморфная структура), механич. перфорация носителя, прожигание микрострелки в непрозрачной подложке (абляция), различного рода микровдавливания из-за термического локального нагрева и др. Примерами носителей для таких ЭП являются перфкарта, перфолента, грампластинка, оптический диск.

Запись информации производится при помощи механич. нарушения носителя (пробивка отверстий в перфкарте или перфоленте), абляционным способом, термооптически или термоэлектрически (используются для записи информация на оптич. диск; см. ниже) и др., считывание информации — механич., эл.-механич. или оптич. методами.

Примером совр. П. у., использующим ЭП описанного типа, является оптич. дисковое П. у. (рис. 1). Запись информации (рис. 1, а) осуществляется лазерным лучом, вызывающим абляцию носителя l , путём создания

на нём вздутый при локальном нагреве (т. е. при локальном изменении коэф. отражения) или переводом носителя 4 из кристаллич. фазы в аморфную и наоборот [1]. Считывание информации производится тем же лазерным пучком (но меньшей интенсивности), что и запись, а разделение падающего и отражённого пучков осуществляется по поляризации благодаря фазовой пла-

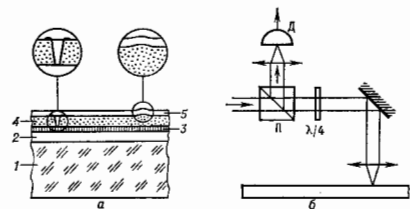


Рис. 1. Схема оптического диска (а) и устройства записи (считывания) информации (б): 1 — стелсый слой; 2 — отражающий зеркальный слой; 3 — прозрачный диэлектрик с низкой теплопроводностью; 4 — информационный носитель; 5 — прозрачный защитный слой; П — поляризационный оптический светоделитель; Д — детектор.

стинке $\lambda/4$ и поляризац. светоделителю П. Из-за различия коэф. отражения ЭП, подвергнутых и не подвергнутых действию лазерного излучения, каждый ЭП имеет 2 стабильных состояния и позволяет хранить 1 бит информации.

Мин. размер ЭП определяется диаметром области фокусировки записывающего лазерного пучка и составляет 0,4–1 мкм, что позволяет хранить на стандартном оптич. диске (диам. 30,5 см) 12–32 Гбит. Время записи (считывания) информации для оптич. диска составляет от 100 до 500 мс [1].

Магнитные элементы памяти [2]. Принцип действия основан на эффекте сохранения намагниченности носителя (остаточная намагниченность) после выключения внеш. магн. поля (рис. 2, а). Разлагая магн. ЭП, используются намагниченность всего объёма элемента (ферритовые кольца, рис. 2, б) и намагниченность макроскопич. участков носителя. На рис. 2, в приведены

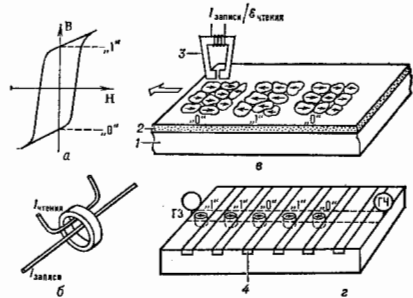


Рис. 2. Кривая намагничивания (а) и элементы магнитной памяти на ферритовом кольце (б), движущемся магнитном носителе (в), в виде магнитного домена (з): 1 — подложка; 2 — магнитный носитель; 3 — головка записи/чтения информации; 4 — система проводников; ГЗ и ГЧ — головки записи и считывания.

дена схема ЭП, размещённых на подвижном магн. носителе (магн. лента, диск). Запись (считывание) информации осуществляется при взаимном перемещении носи-

теля и головки записи (считывания). Запись происходит при подаче на головку тока записи $I_{зписи}$, создающего ток записи в зазоре головки и на магн. носителе, а считывание информации — путём съёма ЭДС, индуцированной в головке при перемещении намагниченного участка мимо зазора.

Др. типом магн. ЭП является устройство на цилиндрических магнитных доменах (ЦМД) [2] (рис. 2, в). В нём осуществляется перемещение ЦМД по направлению от головки записи к головке чтения при приложении внешнего продольного поля, создаваемого путём коммутации тока системой проводников 4 в подложке.

Мин. размер магн. ЭП составляет от ≈ 5 мкм для магн. ленты (диска) до ≈ 1 мкм для ЦМД. Плотность записи информации с учётом технол. особенностей изготовления магн. П. у. составляет для магн. ленты ≈ 600 бит/мм, для магн. диска $\sim 10^4$ бит/мм² для П. у. на ЦМД может достигать $\sim 10^6$ бит/мм² [2]. Характерное время сохранения информации в магн. П. у. определяется естественным размагничиванием носителя (практически от неск. лет до неск. десятков лет). Время записи (считывания) в таких П. у. ограничено не временем перемагничивания, а, как правило, скоростью движения носителя, электронными схемами управления П. у. и т. п. Достижимые скорости считывания информации лежат в диапазоне от 1–100 кбит/с для магн. ленты до 1 Мбит/с для П. у. на ЦМД и ≈ 10 Мбит/с для магн. диска.

Достоинствами магн. П. у. являются их энергонезависимость (способность сохранять информацию при отключении питания) при хранении информации и высокая радиацион. стойкость.

Электрические элементы памяти [3–5]. В основе работы лежат разл. эффекты перераспределения в ЭП тока, заряда или напряжения. Физ. принципы работы ЭП и технологии изготовления П. у. определяют минимально достижимую сверхлюк переключения ЭП, что в конечном счёте определяет плотность размещения информации на носителе. Наиб. разработанными и широко распространёнными П. у., использующими электр. ЭП, являются полупроводниковые П. у. К числу осн. разновидностей полупроводниковых П. у. относятся постоянные запоминающие устройства (ПЗУ — аббревиатура, используемая преим. для устройств микроэлектроники), программируемые ПЗУ (ППЗУ), стирае-

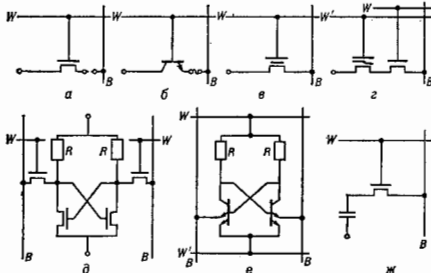


Рис. 3. Схемы различных полупроводниковых элементов памяти: а — МДП ПЗУ; б — биполярное ПЗУ; в — МДП СПЗУ; г — МДП СПЗУ с нагрузкой R; д — биполярное СПЗУ с нагрузкой R; е — биполярное СПЗУ с нагрузкой R; ж — МДП ДЗУПВ.

мые ПЗУ (СПЗУ), ПЗУ с электр. стиранием (ЭСПЗУ), статич. и динамич. П. у. с произвольной выборкой (СПЗУВ и ДЗУПВ). Принципиальные схемы ЭП П. у. перелюченных типов приведены на рис. 3. Физ. механизмы работы полупроводниковых П. у. даны в табл.

длины резонатора, свойства заполняющего его вещества и длины световой волны, управляя параметрами вещества и интенсивностью падающего света, можно регулировать протекание интерферометра. Зависимость интенсивности прошедшего пучка от интенсивности падающего имеет вид сетки гистерезиса (рис. 6, б), где области 1 и 3 являются областями стабильности ЭП [6].

Мин. размер оптич. ЭП определяется минимально необходимым числом атомов ансамбля, для к-рого устойчиво наблюдается оптич. бистабильность. Это число составляет $\approx 0,25$ двухуровневых атомов (полная энергия системы $\approx 10^5$ фдЖ для фотонов с энергией 1,5 эВ). Такая ситуация имеет место в оптич. ЭП на базе GaAs при темп-ре 10 К, переключаемых энергией 15 фдЖ, распределённой на площади диаметра 0,25 мкм. Времена переключения ограничиваются временем установления поля в резонаторе, временем отклика среды и динамик. эффектами резонатора и могут достигать долей пс (рис. 5). Важными особенностями оптич. ЭП являются их высокая помехозащищённость от эл.-магн. шумов и высокая надёжность (кол-во переключений неограниченно).

Перспективные элементы памяти. Среди перспективных П. у. можно выделить голографически использующие для записи, хранения и восстановления изображений ЭП, основанные на принципах *голографии*. В этом случае мы имеем дело с аналоговыми ЭП, поскольку оптич. плотность носителя информации (напр., амплитудно-интенсивный слой фотопластишки) изменяется непрерывно. Интенсивно развивающийся цифровой синтез голограмм позволяет сопоставить между собой голографич. ЭП и цифровые системы [7].

Среди перспективных полупроводниковых П. у. можно выделить устройства на одноквантовых диэлектрических ЭП (т.е. *Джозефсона эффект*) и на одноэлектронных ЭП (управление одиночными электронами в туннельных переходах сверхмалых размеров) [5]. Мин. размер одноквантовых диэлектрических ЭП ограничен силой величины порядка глубины проникновения $\lambda \approx 0,1$ мкм, обеспечивающей плотность записи информации $10^4 - 10^6$ бит/мм². Времена переключения таких ЭП при темп-ре жидкого азота составляют $\sim 10^{-11}$ с. В одноэлектронных ЭП их мин. размер ограничен толщиной туннельной прослойки ($\approx 3 - 4$ нм). В перспективе такие ЭП позволят создать П. у. с плотностью записи информации 10^8 бит/мм² и временем переключения ~ 1 нс [5].

Наряду с разработкой новых полупроводниковых ЭП интенсивно ведутся работы по созданию ЭП на молекулярном уровне (молекулярные ЭП) [8]. Для их реализации необходимы наличие в молекулярной системе не менее двух различных стабильных состояний системы, достаточно большое время их жизни и возможность избирательно переводить систему в каждое из этих состояний. Оценка плотности записи информации в молекулярном П. у. составляет $\sim 10^6$ бит/мм². При использовании частотно-селективной записи (т. е. спектральная память) её можно увеличить до значений $\sim 10^8$ бит/мм² [8]. Путь уменьшения размера ЭП приводит след за разработкой молекулярных ЭП к атомным ЭП, в к-рых в качестве носителя информации может выступать одиночный атом. Действительно, двухуровневый атом представляет собой бистабильный логич. элемент, переключение к-рого осуществляется при переходе атома из одного энергетич. состояния в другое под действием внеш. поля.

Иерархия П. у. Наряду с делением П. у. по физ. принципам работы ЭП исторически сложилось деление П. у., используемых в ЭВМ, на внешние П. у., характеризующиеся большой ёмкостью информации (до 100 Гбит) и относительно большим временем доступа к информации ($\geq 10^{-3}$ с); и оперативные П. у., характеризующиеся ср. параметрами по быстродействию (≈ 100 нс) и ёмкости (1-10 Мбайт); кещ-П. у. (от англ. cache - тайник) с ёмкостью от 100 байт до десятков кбайт п быстродействием ≈ 10 нс; регистры

р в ы е П. у. ёмкостью в деск. десятков байт и быстродействием $\approx 0,5 - 1$ нс.

Назначение П. у. определяет тип ЭП, используемых в П. у. Напр., для кещ-П. у. применяются, как правило, биполярные схемы, для оперативного П. у. — ДЗУИВ или СЗУИВ.

Архитектура П. у. Под архитектурой П. у. понимается логич. организация совокупности аппаратных средств объединения ЭП. П. у. можно разделить по способам доступа к содержащейся в них информации и разрядности (числу одновременно считываемых бит информации). Существуют произвольный и последовательный метод доступа (чтения или записи) к информации в П. у. При произвольном методе доступа обращение происходит либо по заданному номеру ЭП, либо по ассоциативному признаку информации (заданному коду), определяемому номер ЭП. Простейшим примером ассоциативного доступа является поиск файла на магн. ленте по его имени (признаком является имя файла).

Кол-во одновременно записываемых (считываемых) бит определяет разрядность П. у. Увеличение разрядности П. у. приводит к снижению времени доступа к необходимой информации. Развитие архитектуры П. у. идёт по пути раснаращивания операций записи (считывания) информации (создание т. н. многопортовых П. у.), использования объёма носителя (объёмные П. у.) [4] и др.

Литм. 1) В у л ь В. А., Оптические дисковые запоминающие устройства. «Радиотехника и электроника», 1986, № 9; 2) Перспективы развития вычислительной техники, под ред. Ю. М. Смирнова, кн. 9: Внешние запоминающие устройства на магнитном носителе, М., 1989; 3) Полупроводниковые запоминающие устройства, под ред. Ю. И. Смирнова, М., 1989; 4) Техника и технология интегральных схем будущего, «ТИЭР», 1986, т. 74, в. 12; 5) Л и х а р е в К. К., С е м е н о в В. К., З о р и н А. В., Новые возможности для сверхпроводниковой электроники, в кн. Истоки науки и техники. Сер. Сверхпроводимость, т. 1, М., 1988; 6) Г и б о с Х. М., Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1988; 7) Новые принципы оптической обработки информации, под ред. С. А. Ахмедова, М. В. Воронцова, М., 1989; 8) Р а м б и д и Н. Г., З а м а л и в М. М., Молекулярная микроэлектроника: физические предпосылки и возможные пути развития, «Поверхность», 1986, № 8.

В. Н. Зайков, С. А. Филалитиев.

ПАМЯТЬ ФОРМЫ — свойство некоторых твёрдых тел восстанавливать исходную форму после пластич. деформации при нагреве или в процессе разгрузки. Восстановление формы, как правило, связано с *мартенситным превращением* или с обратным *двойникованием*. В зависимости от величины деформации и вида материала восстановление формы может быть полным или частичным. Полное восстановление формы может происходить в сплавах с термургугим мартенситом, таких, как Cu — Al — (Fe, Ni, Co, Mn), Ni — Al, Au — Cd, Ag — Cd, Ti — Ni, In — Ti, Cu — Zr — Al, Cu — Zn — Sn), и в ряде др. двойных, тройных и многокомпонентных систем. П. ф. в этих сплавах имеет место и в тех случаях, когда восстановлению формы противодействует внеш. нагрузка. Макс. величина обратной деформации зависит от кристаллич. структуры исходной и мартенситной фаз и ограничена величиной деформации решётки при фазовом переходе или сдвигом при двойниковании. Так, при мартенситном превращении в сплавах Ti — Ni она составляет $\sim 9\%$. Когда возможность деформации по мартенситному механизму для счёт обратному передовывиванию истернаны, дальнейшее формозамещение необратимо, т. к. оно происходит путём скольжения полных дислокаций.

Накопление обратной пластич. деформации в разл. температурных интервалах для одного и того же сплава может осуществляться по разным механизмам. Под воздействием внеш. напряжений в интервале темп-р ($M_n - M_p$) прямого мартенситного превращения (где индекс «n» означает начало мартенситного превращения, а «p» — конец деформации осуществляется за счёт макроскопич. сдвига, связанного с образованием из исходной фазы преим. ориентированных кристаллов мартенсита. Из всех возможных вариантов взаим-

ной кристаллографии, ориентировки исходной и мартенситной фаз образуются лишь те, для к-рых работа внеш. сил имеет наиб. значение. Когда деформация подвергается образцу в мартенситном состоянии (в интервале темп-р ниже M_{H0}), под действием приложенных напряжений происходит передислоцирование мартенситных кристаллов или их перерождения, что приводит к макроскопич. формоизменению. При нагреве в интервале темп-р обратного превращения восстанавливается структура и ориентировка кристаллов исходной фазы, что сопровождается восстановлением макроскопич. формы и размеров. Для данной системы интервал темп-р обратного мартенситного превращения, а следовательно, и интервал темп-р восстановления формы, зависит от состава сплава и может в широких пределах изменяться при изменении содержания осн. и легирующих элементов. На рис. 1 приведен график изменения линейных размеров образца из сплава $Cu - Al - Ni$ под действием небольшой пост. нагрузки при охлаждении и нагреве. Мартенситное превращение в интервале темп-р $M_H - M_N$ сопровождается постепенным увеличением образца до полного перехода исходной фазы в мартенситную. Обратное превращение, происходящее с небольшим температурным гистерезисом в интервале темп-р $A_H - A_N$, сопровождается полным восстановлением исходной формы образца.

Деформация при темп-ре, превышающей A_H , также может приводить к образованию кристаллов мартенсита. Последующее уменьшение и снятие напряжений вызывает (с нек-рым гистерезисом по напряжению) уменьшение и исчезновение этих кристаллов, восстанавливается стабильная при этих темп-рах в отсутствие напряжений высокотемпературная фаза, а следовательно, и исходная форма образца. П. ф., к-рая наблюдается при пост. темп-ре, получила назв. сверхупругости, аномальной упругости, сверхэластичности. На рис. 2 приведена типичная кривая $\sigma - \epsilon$ при нагружении и разгрузке монокристалла сплава $Cu - Al - Ni$ при темп-ре выше A_H . Нач. линейный участок кривой

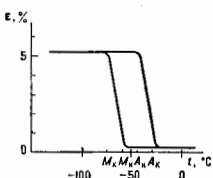


Рис. 1. Изменение длины образца из сплава $Cu - Al - Ni$ при охлаждении и нагреве под действием постоянной нагрузки $\sigma = 20$ МПа.

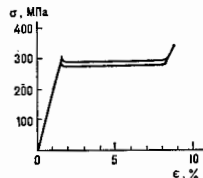


Рис. 2. Диаграмма растяжения монокристалла из сплава $Cu - Al - Ni$ при комнатной температуре. Ориентировка осн. растяжения (100) β_1 , $M_H = 100^\circ C$.

соответствует упругой деформации. Дальнейшее формоизменение обусловлено фазовым переходом. С появлением темп-ры деформации напряжение, при к-ром начинается мартенситное превращение, линейно возрастает в соответствии с ур-нием типа Клапейрона — Клаузуса:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\Delta H}{T\epsilon},$$

где ΔH — теплота фазового превращения, ϵ — деформация, связанная с полным превращением в мартенсит.

Под действием внеш. напряжений кроме мартенситной фазы, идентичной образующейся при охлаждении, как выше, так и ниже A_H могут возникать фазы, не стабильные в отсутствие внеш. сил. Так, в монокристаллах сплава $Cu - Al - Ni$ наблюдались сверхупругости, обусловленная образованием ряда метастабильных фаз. За счёт образования и последующего исчезновения этих

фаз в процессе нагружения и разгрузки, при соответствующей ориентировке монокристалла, обратимая деформация при пост. темп-ре достигает 25%.

Нек-рые способы термич. и механич. обработки позволяют иницировать т. н. обратную П. ф. Так, деформация высокотемпературной фазы и многократный обратный фазовый переход при охлаждении и нагреве под нагрузкой, а также нек-рые др. варианты комбинации деформации и термич. обработки приводят к последующему самопроизвольному (без внеш. нагрузки) изменению формы при охлаждении и её восстановлению при нагреве. Этот эффект обусловлен тем, что в исходной фазе образуются определённым образом закономеренно ориентированные дефекты, к-рые являются эффективными центрами зарождения мартенситных кристаллов с преимуществ. ориентировкой. Величина деформации в этом случае существенно меньше и не превышает веск. %.

В сплавах с большим температурным гистерезисом мартенситного превращения наблюдается лишь частичное восстановление формы. К таким сплавам можно отнести $Nb - Ni$, $Fe - Mn$, нержавеющей сталь и др. В них уже небольшие противодействующие напряжения исключают восстановление формы. Это связано с тем, что во-первых, мартенситные фазы в этих сплавах обладают высокой симметрией, что допускает протекание обратного превращения по путям, отличным от прямого превращения. Во-вторых, образование мартенсита даже в отсутствие напряжения в этих сплавах сопровождается необратимым процессом возникновения и перемещения полных дислокаций.

Сплавы с П. ф. получают всё более широкое распространение в технике для изготовления термочувствит. силовых элементов, трубчатых и др. разъемных и неразъемных соединений, исключаящих необходимость применения сварки и пайки, а также в медицине в качестве разл. фиксаторов при переломах и для др. целей.

Лит.: Коркилов И. И., Белоусов О. К., Качур Е. В., Никсид титана и другие сплавы с эффектом памяти, М., 1977; Эфенд памяти формы в сплавах, тез. докл. М., 1978; Тихонов А. С., Герасимов А. П., Прохорова И. И., Применение эффекта памяти формы в современном машиностроении, М., 1981; Дихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменичев В. П., Эфенд памяти формы, Л., 1987. В. В. Мартынов, Л. Г. Хандрос.

ПАР — газообразное состояние, в к-рое переходит вещество в результате испарения, сублимации или кипения. Процесс перехода конденсиров. вещества в П. наз. паробразованием. Обычно П. находится в контакте с конденсир. фазой. Понятие газа и пара почти полностью эквивалентны; к газам относят вещества при темп-ре выше критической (т. е. *Критическая точка*), поэтому при повышении давления газ не переходит в конденсир. состояние. Процесс конденсации возможен лишь из паробразного состояния, т. е. при темп-ре ниже критической.

П. индивидуальных хим. веществ и их смесей, растворов, расплавов и т. п. состоит из смеси отд. молекул (атомов) и ассоциров. комплексов (*кластеров*), макс. число частей и к-рых растёт с ростом давления П. Состав П. определяется только экспериментально, т. е. методами масс-спектрометрии, он не всегда совпадает с составом конденсир. фазы, а для сложных веществ эти составы всегда различны. Равновесные состояния паровой и конденсир. фаз описываются *диаграммами состояния*, к-рые строят по эксперим. данным.

Между П. и конденсир. фазой осуществляется пост. обмен молекулами (атомами). При динамич. равновесии испаряющийся поток молекул каждого сорта равен обратному потоку данных молекул в конденсир. фазу. Условия, при к-рых достигается динамич. равновесие в системе П.—конденсир. фаза,— замкнутость объёма, постоянство темп-ры и *парциальных давлений* всех компонент, т. е. система должна быть термодинамически *эвкратной*. П., находящийся в равновесном состоянии, наз. в а с ц о н и м.

В пестационарных условиях [при наличии градиентов *дизмических потенциалов* и (или) в несамкнутом объёме] П. оказывается неравновесным и может быть как пересечением, так и несоединением. Парциальные давления всех его компонент при этом оказываются соответственно большими или меньшими равновесных. Температурная зависимость давления насыщенного П. дается *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Давление П. над искривлёнными поверхностями описывается *Кельвина уравнением* и подчиняется *Лапласа закону* (для П. над менисками в капиллярах).

Лит.: Кирилин В. А., Смечев В. В., Шейнлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983. Ю. Н. Любимов.

ПАРА СИЛ — система двух равных по модулю, параллельных и направленных в противоположные стороны сил, действующих на твёрдое тело. На рис. изображена П. с. (P, P'), где P' = -P. П. с. равнодействующей не имеет, т. о. её действие на тело не может быть механически эквивалентно действию к.-н. одной силы; соответственно П. с. нельзя уравновесить одной силой.

Расстояние *l* между линиями действия сил пары наз. плечом П. с. Действие, оказываемое П. с. на твёрдое тело, характеризуется её моментом, *к-рый* изображается вектором *M*, равным по модулю *P* и направленным перпендикулярно к плоскости действия П. с. в ту сторону, откуда поворот, *к-рый* стремится совершить П. с., виден происходящим против хода часовой стрелки (в правой системе координат). Осн. свойство П. с. состоит в том, что действие, оказываемое П. с. на данное твёрдое тело, не изменяется, если П. с. переносить куда угодно в плоскости пары или в плоскости, ей параллельной, а также если произвольно изменить модули сил пары и длину её плеча, сохраняя неизменным момент П. с. Т. о., момент П. с. — свободный вектор: его можно считать приложенным в любой точке тела. Две П. с. с одинаковыми моментами *M*, приложенные к одному и тому же твёрдому телу, механически эквивалентны одна другой. Любая система П. с., приложенных к данному твёрдому телу, механически эквивалентна одной П. с. с моментом, равным геом. сумме векторов-моментов этих П. с. Если геом. сумма векторов-моментов век-рой системы П. с. равна нулю, то эта система П. с. является уравновешенной.

С. М. Тара.
ПАРАБОЛИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ — см. *Космические скорости*.

ПАРАБОЛИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ в статистической теории распространения волн — приближённый метод описания многократного рассеяния волн с учётом дифракции, эффектов в средах с крупномасштабными (по сравнению с длиной волны λ) неоднородностями показателя преломления. В П. у. н. не учитывают рассеяния назад волн, а дифракция волн, рассеянных вперёд, описывают во френелевском приближении. С помощью П. у. п. в *марковском процессе приближения* удаётся получить замкнутые ур-ния для статистич. моментов комплексной амплитуды поля волны, распространяющейся в статистически неоднородных средах (напр., турбулентных средах: атмосфере, океане, космос, плазме). Суть П. у. п. состоит в том, что совершается приближённый переход от эллиптич. ур-ния (напр., волнового или ур-ния Гельмгольца) к *Леонтовича параболическому уравнению*.

Напр., для скалярного ур-ния Гельмгольца

$$\Delta u + k^2(1 + \tilde{\epsilon}(r))u = 0,$$

где $k^2 = \omega^2 \bar{\epsilon} / c^2$ — квадрат среднего волнового числа, а $\tilde{\epsilon} = [\epsilon(r) - \bar{\epsilon}] / \bar{\epsilon}$ — отнosit. величина флуктуаций параметра $\epsilon(r)$, описывающего преломляющие свойства

среды, после замены $u(\rho, z) = v(\rho, z) \exp(ikz)$, $\rho = (x, y)$, получают параболич. ур-ние для амплитуды v :

$$2ik\partial v / \partial z + \Delta_\rho v + k^2 \tilde{\epsilon}(\rho, z)v = 0, \quad \Delta_\rho = (\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2).$$

Условия применимости П. у. п. таковы:

$$\lambda \ll L, \quad \lambda L / l_\epsilon \ll (L / \lambda)^2, \quad \pi l_\epsilon^2 \int \Phi_\epsilon(x) dx \ll 1,$$

$2k$
 $k \sqrt{Z}$

где l_ϵ — масштаб неоднородностей $\epsilon(r)$, L — длина пути, проходящего волной в статистически неоднородной среде, $\Phi_\epsilon(x)$ — спектральная плотность флуктуаций ϵ . Последнее неравенство соответствует требованию малости суммарной энергии волн, испытывающих обратное рассеяние.

Для параболич. ур-ния достаточно одного граничного условия, поэтому его решение обладает свойствами динамики, причинности, т. е. поле $v(\rho, z)$ функционально зависит лишь от предшествующих по координате значений случайного параметра $\tilde{\epsilon}$. Это свойство (вместе со свойством линейности) оказывается необходимым при получении замкнутых ур-ний для статистич. моментов поля v .

Лит.: Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рывтов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Клячкин В. И., Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах, М., 1980; Иссимару А., Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, пер. с англ., т. 2, М., 1981.

В. У. Загоротский.

ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА ФУНКЦИИ \rightarrow Ф-ции, удовлетворяющие ур-ию

$$u'' + \left(-\frac{1}{4}z^2 + \nu + \frac{1}{2} \right) u = 0, \quad (1)$$

к-рое после замены $u(z) = \exp(-z^2/4) v$, $z = \xi \sqrt{Z}$ переходит в уравнение Эрмита

$$v'' - 2\xi v' + 2\nu v = 0, \quad (2)$$

где ν — комплексный параметр.
Пусть $u = H_n(\xi)$ — решение ур-ния (2), *к-рое* при $\nu = n$ совпадает с полиномом Эрмита $H_n(\xi)$, $n = 0, 1, \dots$ (см. *Ортонормальные полиномы*). П. ц. ф. $D_\nu(z)$ равна

$$D_\nu(z) = 2^{-\nu/2} \exp(-z^2/4) H_\nu(z/\sqrt{Z}).$$

Т. к. ур-ние (2) после замены $s = \xi^2$ переходит в ур-ние

$$s y'' + \left(\frac{1}{2} - s \right) y' + \frac{\nu}{2} y = 0,$$

решения *к-рого* можно выразить через *вырожденные гипергеометрические функции* $F(a, c, z)$, то получаем

$$D_\nu(\xi) = \frac{2^{\nu/2} \Gamma(\nu)}{\Gamma(1-\nu/2)\Gamma(\nu/2)} F\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \xi^2\right) - \frac{2^{\nu+1/2} \Gamma(\nu)}{\Gamma(-\nu/2)} F\left(\frac{1-\nu}{2}, \frac{3}{2}, \xi^2\right),$$

где $\Gamma(t)$ — гамма-функция Эйлера. Отсюда легко получить разложения в степенные ряды и асимптотич. представления для Ф-ций $D_\nu(z)$. Наряду с Ф-цией $D_\nu(z)$ ур-ию (1) удовлетворяют также Ф-ция $D_\nu(-z)$, $D_{-\nu}(\pm iz)$. Ф-ция $D_\nu(z)$ вещественна при вещественных ν , з. П. ц. ф. иногда наз. функциями Вебера.

Для функций Эрмита $H_n(\xi)$ имеются интегральные представления

$$H_n(\xi) = \Gamma^{-1}(-\nu) \int_{-\infty}^{\infty} t^{\nu-1} \exp(-t^2 - 2\xi t) dt, \quad \text{Re } \nu < 0, \quad (3)$$

Ф-ла дифференцирования

$$\frac{d}{d\xi} H_\nu(\xi) = 2\nu H_{\nu-1}(\xi)$$

и рекуррентное соотношение

$$H_n(\xi) = 2\xi H_{n-1}(\xi) - 2(\nu - 1) H_{n-2}(\xi).$$

Можно получить аналитич. продолжение Ф-ции $H_\nu(\xi)$, определенной Ф-лой (3), на область $\text{Re } \nu \geq 0$. Ур-ние (1) возникает, напр., при разложении переменных

в волновом ур-нии, записанном в цилиндрич. координатах, при рассмотрении гармонич. осциллятора в квантовой механике п в др. задачах.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1974; Никифоров А. Ф., Улязов Е. В., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979. А. Ф. Никифоров.

ПАРАДОКС ВОЗВРАТА в статистической физике — кажущееся противоречие между существованием необратимых процессов в природе и теоремой А. Пуанкаре (H. Poincaré) о возвратах, согласно к-рой траектория консервативной динамич. системы в пространстве всех её обобщённых координат и импульсов (в фазовом пространстве N частиц) неограниченное число раз возвращается в окрестность своего нач. состояния. Предполагается, что нач. состояние выбирается случайным образом. П. в сформулирован Э. Цермело (E. Zermelo) в 1896 как возражение против *Больцмана Н-теоремы*. Для доказательства теоремы Пуанкаре (1890) он воспользовался инвариантностью *фазового объёма* системы при движении её частиц согласно ур-ниям Гамильтона (*Лиувилля теорема*). Цермело заметил, что из теоремы Пуанкаре, если считать её неограниченно применимой к реальным системам статист. физики и исключить сингулярные нач. состояния, следовала бы невозможность необратимых процессов. Никакая однозначная, непрерывная и дифференцируемая ф-ция состояния, подобная *энтропии*, не могла бы монотонно возрастать, т. к. каждому её возрастанию соответствовало бы её убывание при возвращении системы в нач. состояние. Разрешение П. в связи с теорией *флуктуиций* (см. *Парадокс обратимости*). В действительности теорема о возвратах Пуанкаре не имеет большого значения для статист. физики, т. к. время возврата системы в микроскопич. нач. состояние чрезвычайно велико и подобный возврат имеет нулевую вероятность, а рассмотренные процессы возврата в макроскопическое состояние, как показал М. Смолуховский (M. Smoluchowski), не приводят к парадоксам.

Лит.: см. при ст. *Парадокс обратимости*. Д. Н. Зубарев. **ПАРАДОКС ВРЕМЕНИ** (парадокс близнецов, парадокс часов) — кажущееся противоречие, возникающее в частной (специальной) *относительности теории* при нахождении промежутков времени, показываемых двумя часами A и B , идущих часами A всё время покоясь в инерциальной системе отсчёта, а часы B улетели от A , совершили путешествие и вновь вернулись к A . Противоречие возникает при след. рассуждении. Согласно частной теории относительности, если по показаниям часам A прошёл промежуток времени t_1 , то по движущимся с пост. скоростью v часам B пройдет промежуток времени

$$\bar{t} = t\sqrt{1-v^2/c^2}. \quad (1)$$

Если скорость движения часов B меняется с течением времени, то

$$\bar{t} = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1-v^2(t)/c^2} dt, \quad (2)$$

где t_1 и t_2 — моменты начала и конца измерения времени по часам A . После возвращения B к A промежуток времени t , измеренный часами B , всегда меньше промежутка t_1 измеренного часами A , т. е. часы B отстают от A . Т. к. движение относительно, то, казалось бы, можно обратить рассуждение: считать часы B неподвижными, а часы A путешествовавшими и поэтому идущими медленнее, чем B . Тогда после возвращения должны отстать часы A . Полученное противоречие и наз. П. в. или парадоксом часов.

Вместо часов часто рассматривают двух близнецов, из к-рых один остается на Земле, а другой совершил путешествие и космосе, а затем возвратился на Землю. Разницу в протекшем времени непосредственно

определить по тому, кто из близнецов окажется старше. Поэтому упомянутое противоречие называют также *парадоксом близнецов*.

В действительности противоречие (парадокс) возникло из-за некорректности рассуждения. Правильное рассуждение состоит в следующем. Часы A всё время находились в инерциальной системе отсчёта, они не подвергались ускорениям. В этой системе отсчёта ф-ла (2) всё время справедлива, и вывод о том, что по возвращении останут часы B , правлен (путешествовавший близнец окажется моложе своего брата, оставшегося на Земле). Система отсчёта, связанная с часами B , не может быть всё время инерциальной, поскольку эти часы подвергались ускорению. В неинерциальных системах отсчёта ф-ла (2) неверна, и при рассмотрении хода движущихся часов надо учитывать ускорения, имеющиеся в системе отсчёта. Поэтому и вывод о том, что с точки зрения B часы A должны по возвращении отстать от B , неверен. В общем случае неинерциальных систем отсчёта ф-ла (2) должна быть заменена след. выражением:

$$\bar{t} = \frac{1}{c} \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{g_{00} + 2g_{0i}x^i + g_{ik}x^i x^k} dt. \quad (3)$$

Здесь g_{00} , g_{0i} , g_{ik} — компоненты *метрического тензора*, характеризующего систему отсчёта (по дважды встречающимся индексам подразумевают суммирование, латинские буквы принимают значения 1, 2, 3), x^0 — временная, x^i — пространственные координаты, \dot{x}^i — компоненты скорости движущихся часов. Ф-ла (3) справедлива также при наличии полей тяготения, тогда вместо частной теории относительности следует пользоваться общей теорией относительности (см. *Тяготение*).

Выводы о замедлении времени на движущихся телах и о влиянии на течение времени полей тяготения непосредственно проверены экспериментально и подтверждают теорию.

Лит.: см. при ст. *Относительности теория*, *Тяготение*. И. Д. Новиков.

ПАРАДОКС ОБРАТИМОСТИ в статистической физике — кажущееся противоречие между обратимым характером движения молекул газа и очевидной необратимостью процессов переноса (теплопроводности, вязкости, диффузии). П. о. был сформулирован И. Лосмидтом (J. Loschmidt) в 1876 как возражение против *Больцмана Н-теоремы* для кинетич. ур-ния газа, из к-рого следует, что H -функция Больцмана не может возрастать [1—2].

Парадоксы *кинетической теории газов* возникли в связи с попытками обоснования *второго начала термодинамики* исходя из ур-ний механики. Обратимость ур-ний механики по отношению к *обращению времени* (замене $t \rightarrow -t$) связана с тем, что в отсутствие магн. поля) они содержат лишь вторые производные по времени, и поэтому нельзя отличить ур-ния механики, написанные для возрастающего времени, от ур-ний для убывающего времени. Если H -функцию Больцмана можно было бы получить лишь на основе механики, это привело бы к противоречию со вторым началом термодинамики о возрастании энтропии, т. к. для газов энтропия равна H -функции Больцмана (умноженной на k) с обратным знаком.

При формулировке П. о. предполагается, что кинетич. ур-ние можно вывести из ур-ний механики без привлечения к-л. вероятностных гипотез. В действительности в выводе Больцмана явно содержится предположение вероятностного характера о том, что число столкновений пропорц. произведению *функций распределения* сталкивающихся частиц, т. е. состояния между каждым столкновением не коррелирует (гипотеза «молекулярного хаоса»). Более строгий вывод кинетич. ур-ния, данный Н. Б. Боголюбовым в 1946 [3], явно использует граничное условие «ослабления корреляций», имеющее вероятностный смысл.

Кроме того, для разъяснения П. о. существует, что при учёте флуктуаций (даже для газа) нет простой связи между энтропией S и одночастичной ф-цией распределения f_1 , к-рая следует из ур-ния Больцмана ($S = -k \langle \ln f_1 \rangle$). На самом деле это лишь первый член разложения S по степеням плотности. Энтропия может зависеть от флуктуаций, к-рые описываются корреляционными функциями. Корреляц. часть энтропии установлена Г. Гривом в 1953 [4].

П. о. существенно просветляется теорией флуктуаций, т. к. она показывает, что равновесное состояние соответствует максимуму вероятности, а отклонения от него, связанные с заметными флуктуациями, маловероятны. Относит. флуктуация наблюдаемых физ. величин (пропорциональных числу частиц N) имеет порядок $1/\sqrt{N}$ (вдали от точек фазового перехода).

Связь явлений необратимости с флуктуациями рассмотрел М. Смолуховский в 1906—16 [5] на примерах броуновского движения частиц под действием сил и диффузии в коллоидных растворах. Он исследовал непрерывный переход от необратимого поведения (движение около положения равновесия, замедленного внутри тремлем) к неупорядоченному броуновскому движению. Для коллоидных растворов он исследовал непрерывный переход от обычной необратимой диффузии концентрации примеси к неупорядоченным, случайным флуктуациям концентрации. Кроме того, он дал оценку в р е м е н и в о з в р а т а (см. Парадокс возврата) для макроскопич. состояний, к-рое вполне наблюдаемо (для микроскопич. состояний время возврата чрезвычайно велико и находится далеко за пределами возможных наблюдений). Оценки Смолуховского получили эксперим. подтверждение.

Для конденсиров. сред кинетич. ур-ние, вообще говоря, несправедливо, и система описывается ф-цией распределения f_N всех её частей по координатам и импульсам, удовлетворяющей Лиувиллю уравнению, выражающему закон сохранения вероятности в фазовом пространстве. Однако П. о. имеет место и в этом случае. Он связан с кажущимся противоречием между существованием необратимых процессов и обратимым характером ур-ния Лиувилля: симметрией относительно замены времени $t \rightarrow -t$ и импульсов частиц $p_i \rightarrow -p_i$ при неизменных координатах.

Возможность возрастания энтропии может быть обоснована методами статист. механики, к-рая приводит к выражению для положительного локального производства энтропии, связанного с внутр. неравновесностью системы, что соответствует термодинамике неравновесных процессов. При этом для кинетических коэффициентов получаются выражения, пропорц. пространственно-временным корреляц. ф-циям потоков энергии, импульса и вещества (Грина — Кубо формулы). Энтропия системы в неравновесном случае определяется через локально-равновесное распределение $f_{\text{лок}}$ ф-цией $S = -k \langle \ln f_{\text{лок}} \rangle$. Она соответствует максимуму информации энтропии при условии, что средние локально-равновесные значения плотности энергии, импульса и числа частиц равны их средним значениям, причём эти средние вычислены с помощью ф-ция распределения, удовлетворяющей ур-нию Лиувилля (хотя $f_{\text{лок}}$ ему не удовлетворяет). Возрастание энтропии связано с отбором запаздывающих решений ур-ния Лиувилля. Опержающие решения должны быть отброшены, т. к. приводяло бы к убыванию энтропии [6]. Отбор запаздывающего решения ур-ния Лиувилля осуществляется введённым в него бесконечно малым членом, нарушающим его симметрию относительно обращения времени.

Лит.: 1) Больцман Л., Избранные труды, пер. с нем., Физматг., М., 1984; 2) Ка и М., Несколько вероятностных задач физики и математики, пер. с польск., М., 1987; 3) Б е г о л о в с к о в Н. И., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946; 4) Г р е е н Н., The molecular theory of fluids, Amst., 1952; 5) Я н ш т е й н А. А., См о л у х о в с к и й М., Броуновское движение, Сб. ст., Л., 1936; 6) З у

барев Д. Н., Современные методы статистической теории неравновесных процессов, в кн.: Итоги науки и техники. Сор. Современные проблемы математики, т. 15, М., 1980.

Д. Н. Зубарев.

ПАРАКСИАЛЬНЫЙ ПУЧОК ЛУЧЕЙ света (от греч. παρά — возле и lat. axis — ось) — пучок лучей, распространяющихся вдоль оси центрированной оптич. системы и образующих очень малые углы с осью и нормальными к преломляющим и отражающим поверхностям системы. Осн. соотношения, описывающие образование изображений оптически в осесимметричных системах, строго справедливы только для П. п. л. Только в изображениях, создаваемых такими лучами, отсутствуют aberrации оптических систем (кроме хроматич. aberrации в линзовых системах). На практике, однако, под П. п. л. обычно понимают пучок лучей, проходящих под конечными (неск. градусов) углами, для к-рых отступления от строгих соотношений настолько малы, что ими можно пренебречь. Область вокруг оптич. ось системы, в к-рой лучи можно считать параксиальными, тоже наз. параксиальной.

ПАРАЛЛАКС (от греч. parallaxis — отклонение) в а с т р о н о м и — изменение направления наблюдателя — астр. объект при смещении точки наблюдения, равное углу, под к-рым из центра объекта видно расстояние между двумя положениями точки наблюдения. Обычно используются П., связанные с перемещением наблюдателя из-за вращения Земли вокруг своей оси (суточный П.), движения Земли вокруг Солнца (годовой П.), движения Солнечной системы в Галактике (вековой П.). П. (точнее, его синус) связан с расстоянием до объекта обратно пропорц. зависимостью.

Суточный П. сказывается на положениях Луны, Солнца, др. планет и тем Солнечной системы. Т. к. расстояния до этих тел не очень велики по сравнению с размерами Земли, направления на эти объекты из разл. точек Земли получаются различными. Для однородности наблюдений условилось приводить их к центру Земли (т. н. геоцентрич. направления). Угол, под к-рым из центра астр. объекта виден экваториальный радиус Земли, наз. г о р и з о н т а л ь н ы м э к в а т о р и а л ь н ы м П. Этот угол (δ) связан с расстоянием между центрами Земли и объекта (D) соотношением: $\sin \delta = R/D$, где R — экваториальный радиус Земли. Наб. экваториальный горизонтальный П. имеет Луну (его значение меняется от 53,9' до 61,5'). Ср. значение П. Солнца принято равным 8,794'', что соответствует расстоянию 149 597 870 км. Это расстояние наз. астр. единицей (а. е.) и используется в пределах Солнечной системы как эталон длины.

Годичный П. применяется для оценки расстояний до звёзд. Осн. единицей измерения служит парсек — такое расстояние, при к-ром а. е. видна под углом в 1". П а р с е к прибл. равен 30,857·10¹⁰ км. Для объектов разл. удалённости разработан ряд методов измерения годичных П. Наб. простой — метод т р и г о н о м е т р и ч. П., применяемый для измерения расстояний до ближайших звёзд. Вследствие движения Земли вокруг Солнца изменяются положения близких звёзд по отношению к более удалённым. Это изменение измеряют, сравнивая две снимка одного и того же участка неба, сделанных с интервалом в полгода (тригонометрич. П.). Тригонометрич. П. измерены для звёзд, расположенных в окрестностях Солнца в сфере с радиусом 70—100 кп. Одни тригонометрич. П. не дают возможности изучать строение как ближайшей части Вселенной, так и Галактики, но они являются основой для др. методов измерения расстояний.

Вековой П. даёт статистич. оценку ср. расстояний групп звёзд (в предположении хаотич. распределения собств. скоростей звёзд). Из-за движения Солнца к апенсу со скоростью 4,2 а. е. в год у звёзд, находящихся на ~90° от апекса, появляются составляющая собств. движения (угл. смещения за год) в сторону

антипекса (вековой П.). Вековые П. применяются для изучения структуры и динамики Галактики.

Для многих космич. объектов при определении расстояний используют не принцип перемещения наблюдателя в пространстве, а др. физ. закономерности. Большое распространение получили т. в. фотометрич. способы определения П. (фото метри ч. П.). Если M — абс. звездная величина объекта, m — его видимая звездная величина, то П.

$$p = 10^{0,2(M-m)-1}$$

Разность $m - M$ наз. модулем расстояния и может быть определена для большого класса объектов различными косм. методами. Наиб. развитие получили такие разновидности фотометрич. П., как спектральные П. и цефеиды П.

Спектральные П. основаны на том, что для некоторых звезд определенных спектральных классов отношение интенсивностей ряда пар линий [напр., K/H , $K/H\delta$ (K — линия CaII 3934 Å), HeI 4200 Å/CaI 4227 Å и др.] находится в четкой статистич. зависимости от светимости звезды. Измерив отношение интенсивностей таких пар линий, можно определить модуль расстояния и П. звезды по калибровочной кривой, полученной для звезд с известными тригонометрич. П. Таким методом измерены расстояния до >60 000 звезд.

Цефеиды П. определяют для нек-рых типов переменных звезд, у к-рых обнаружена статистич. зависимость период — светимость. Зная тип переменности и период изменения блеска, можно найти модуль расстояния и тем самым П. для расстояния до области неба, где находится эта переменная звезда. Таким методом удалось расширить возможности определения расстояний до 3 Мпк.

Существует ряд способов определения П. для нек-рых сравнительно редких объектов Вселенной. По оценкам светимости новых звезд в максимум блеска удается определить расстояния до 10 Мпк, интегральн. абс. звездные величины шаровых скоплений позволяют измерять расстояния до 25 Мпк, абс. звездные величины сверхновых в максимум блеска — до 100 Мпк (подробнее см. *Расстояний шкала*). Для ещё больших расстояний используются статистически установленная связь красного смещения линий в спектрах удаленных галактик с их расстояниями:

$$r = c\Delta\lambda/\lambda H,$$

где $\Delta\lambda$ — смещение линии с длиной волны λ в красную часть спектра, а H — Хаббла постоянная, принятая равной (50—100) км·с⁻¹·Мпк⁻¹.

Лит. см. при от. *Расстояний шкала*. Ю. И. Прохан. ПАРАЛЛЕЛОГРАММ СИД (греч. parallélogrammon, от *parallelōs* — параллельный и *gramma* — линия) — геом. построение, выражающее закон сложения сил: вектор, изображающий силу, равную геом. сумме двух сил, является диагональю параллелограмма, построенного на этих силах как на его сторонах. Для двух сил, приложенных к телу в одной точке, сила найденная построением П. с., является одновременно равнодействующей данных сил (закон П. с.).

ПАРАМАГНЕТИЗМ — свойство веществ (*парамагнетиков*) намагничиваться в направлении внеш. магн. поля. Приставка «пара» (греч. «возле», «рядом») указывает на слабость эффекта по сравнению с ферромагнетизмом. Кроме того, в отличие от ферро- ферри и антиферромагнетизма, П. не связан с магнитной атомной структурой, и в отсутствие внеш. магн. поля намагниченность парамагнетика равна нулю.

П. обусловлен в основном ориентацией под действием внеш. магн. поля H собств. магн. моментов μ частиц парамагн. вещества (атомов, ионов, молекул). Природа этих моментов может быть связана с орбитальным движением электронов, их спином, а также (в меньшей степени) со спином атомных ядер. При $\mu H \ll kT$, где T — абс. темп-ра, намагниченность парамагнетика

M пропорциональна внеш. полю: $M = \chi H$, где χ — магнитная восприимчивость. В отличие от диамагнетизма, для к-рого $\chi < 0$, при П. восприимчивость положительна; её типичная величина при комнатной темп-ре ($T \approx 293$ К) составляет 10^{-7} — 10^{-4} .

П. свободных атомов и ионов определяется в основном полным моментом импульса электронной оболочки, характеризующимся квантовым числом J . В магн. поле H осн. уровень энергии атома расщепляется на $2J + 1$ магн. подуровней, разделённых одинаковыми интервалами $\mu_B g_J H$, где μ_B — магнетон Бора и g_J — Ланде множитель (см. *Земана эффект*). Каждому подуровню соответствует квантованное значение проекции μ_H магн. момента атома на направление H : $\mu_H = g_J \mu_B m_J$, где $m_J = J, J-1, \dots, -J$. При термодинамич. равновесии, согласно Больцмана распределению, преим. заселяются ниж. подуровни с макс. значениями μ_H . В направлении H образуется результирующий магн. момент, равный

$$M = N g_J \mu_B J B_J(a), \quad (1)$$

где N — число магн. атомов, $a = g_J \mu_B J H / kT$, Φ -ция

$$B_J(a) = \frac{2J+1}{2} \operatorname{cth} \frac{2J+1}{2} a - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \frac{a}{2J} \quad (2)$$

является Φ -цией Бриллюана (см. *Ланжевена функция*). При $a \ll 1$ (слабые поля, высокие темп-ры) Φ -ла (1) принимает вид

$$M = N \mu_0^3 \chi_0^2 kT, \quad (3)$$

где $\mu_0 = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)}$ — эффективный магн. момент атома. Отсюда вытекает Кюри закон для парамагн. восприимчивости:

$$\chi = C/T, \quad (4)$$

где $C = N \mu_0^3 / 3k$ — постоянная Кюри.

При $a \gg 1$ (сильные поля, низкие темп-ры) из (1), (2) следует: $M = N g_J \mu_B$, т. е. достигается магн. насыщение (все микроскопич. моменты ориентированы в направлении H). В классич. пределе ($J \rightarrow \infty$) Φ -ция $B_J(a)$ переходит в Φ -цию Ланжевена $L(a') = \operatorname{ctha} a' - 1/a'$, где $a' = \mu_0 H / kT$, а μ_0 — классич. магн. момент частицы. Именно в этих терминах П. Ланжевеном (P. Langevin, 1906) была построена первая теория П. Типичная зависимость M от H/T для парамагн. соли, в к-рой П. обусловлен ионами Gd^{3+} ($J = 7/2$, $g_J = 2$), показана на рис. 1.

Φ -лы (1) — (4) справедливы для осн. состояния атома с заданным J . Влияние вышележащих уровней приводит к двум поправкам. Во-первых, если возбуждённые уровни достаточно заселены, т. е. соответствующие энергетич. интервалы $\Delta \epsilon \lesssim kT$, то состояния с другими J дают внесредств. вклад в χ . Во-вторых, примесь вышележащего квантового состояния приводит к появлению наведённого поля магн. момента атома $\mu' = aH$, вносящего в восприимчивость по зависящую от темп-ры добавку $N a$. Она растёт с уменьшением $\Delta \epsilon$ и в нек-рых случаях (напр., для Sm^{3+} и особенно для Eu^{3+} в к-рого ниж. уровень не магнитный $J = 0$) даёт осн. вклад в П. (см. *Ванфлюксовский парамагнетизм*).

П. твёрдых диэлектриков. В твёрдых непроводящих парамагнетиках обычно носителями магн. моментов являются частицы с недостроенными электронными оболочками, прежде всего ионы переходных металлов групп

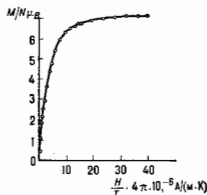


Рис. 1. Зависимость намагниченности M от H/T для сульфата гадолиния.

Fe, Pd и Pt, лантаниды и актииды. Действующее на них электрич. внутрикристаллическое поле частично или полностью снимает вырождение осн. энергетич. уровней магн. иона (см. *Шарка эффект*), что делает простые ф-лы (1) — (4) недостаточными. При этом, согласно *Крамера теореме*, для атомов (ионов) с полужабытым спином (вечным числом электронов) всегда остаётся по крайней мере двухкратное вырождение, снимаемое только в магн. поле.

У ионов лантанидов и актиидов неоднородные 4f- и 5f-оболочки в значит. мере экранированы внеш. электронами, влияние на них внутрикристаллич. поля минимально, J остаётся хорошим квантовым числом, а распределение уровней $\sim 10^4$ см⁻¹. При высоких темп-рах ($kT \gg \Delta\mathcal{E}$) это распределение не оказывает существенного влияния на Π , и ф-лы (1) — (4) хорошо согласуются с опытом. Это видно из табл. 1, где приведены теоретически рассчитанные и определённые экспериментально (из закона Кюри) значения μ_B для ряда редкоземельных ионов в жидких растворах парамагн. солей.

При более низких темп-рах происходит перераспределение заселённости штарковских уровней, приводящее к нарушению закона Кюри.

Табл. 1. — Множители Ланде и эффективные магнитные моменты ионов лантанидов

Ион	Ce ³⁺	Pr ³⁺	Nd ³⁺	Sm ³⁺	Eu ³⁺	Gd ³⁺
J	5/2	4/5	9/2	5/2	0	7/2
g_J	6/7	4/5	8/11	3/7	0	2
$g_N(J+1)$	2,54	3,58	3,62	0,85	0	7,94
μ_B/μ_B (эксперим.)	2,39	3,6	3,62	1,54	3,6	7,9

Ион	Tb ³⁺	Dy ³⁺	Ho ³⁺	Er ³⁺	Tm ³⁺	Yb ³⁺
J	6	15/2	8	15/2	6	7/2
g_J	3/2	4/3	5/4	6/5	7/6	8/7
$g_N(J+1)$	9,2	10,6	10,6	9,58	7,56	4,54
μ_B/μ_B (эксперим.)	9,6	10,5	10,5	9,5	7,2	4,4

Для ионов группы Fe, магн. свойства к-рых связаны с неоднородной 3d-оболочкой, влияние внутрикристаллич. поля более существенно: оно разрывает спин-орбитальную связь, и магн. ион характеризуется орбитальным (L) и спиновым (S) квантовыми числами. Расщепление орбитального мультиплета внутрикристаллич. полем достигает обычно 10^4 см⁻¹, причём ср. значение проекции орбитального момента в осн. состоянии часто равно нулю — происходит *замораживание орбитального момента* внутрикристаллич. полем. В последнем случае в ф-лах (1) — (4) достаточно заменить J на S , а g_J на $g_S = 2$. Сравнение вычисленных таким образом значений с экспериментом дано в табл. 2.

Табл. 2. — Спины и эффективные магнитные моменты ионов группы железа

Ион	Ti ²⁺	V ³⁺	Cr ³⁺	Mn ²⁺	Fe ²⁺	Mn ³⁺	Fe ³⁺	Co ²⁺	Ni ²⁺	Cu ²⁺
S	1/2	1	3/2	2	5/2	2	3/2	1	1	1/2
$2\sqrt{S(S+1)}$	1,73	2,83	3,87	4,90	5,92	4,90	3,87	2,83	1,73	1,19
μ_B/μ_B (эксперим.)	1,8	2,8	3,8	4,9	5,9	3,4	4,8	3,2	1,9	

Наблюдаемые для нек-рых ионов расхождения относятся к более сложному случаю, когда осн. состояние вырождено и вкладом орбитального магнетизма пренебречь нельзя. Ещё сильнее влияние поля лигандов (см. *Внутрикристаллическое поле*) в веществах, содержащих ионы группы Pd и Pt, а также в парамагн.

комплексах, где Π определяется заполнением молекулярных орбит.

При низких темп-рах, когда заселён только ниж. орбитальный (штарковский) уровень, магн. свойства ионов переходных элементов в парамагнетиках описываются *спиновым гальтонтоном* — эфф. оператором энергии, содержащим явно лишь спиновые переменные. Влияние частично «замороженного» орбитального момента учитывается набором параметров. Оно проявляется в небольшом (~ 1 см⁻¹) расщеплении спинового мультиплета, ведущем к отклонению от закона Кюри, и в анизотропии g -тензора, заменяющей мультиплета. Наиб. анизотропия наблюдается для нек-рых лантанидов: так, гл. значения g -тензора для иона Tb³⁺ могут составлять $g_3 = 18$, $g_1 < 0,01$. В таких случаях вектор намагниченности парамагнетика может значительно отклоняться от направления H .

П. металлов и полупроводников. Дополнит. вклад в П. металлов обусловлен электронами проводимости, обладающие спином $s = 1/2$ и магн. моментом μ_B . Квантование проекции μ_B приводит, с учётом *Ферми-Дирака распределения* $f(\mathcal{E})$, к появлению намагниченности

$$M = \frac{1}{2} \mu_B \int_{\mathcal{E}_F - \mu_B H}^{\mathcal{E}_F + \mu_B H} f(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \approx \mu_B^2 H f(\mathcal{E}_F),$$

где \mathcal{E}_F — *Ферми-уровень*. Соответствующая восприимчивость $\chi_{\Pi} = \mu_B^2 f(\mathcal{E}_F)$ практически не зависит от темп-ры (см. *Паули парамагнетизм*). Для свободного электронного газа $f(\mathcal{E}_F) = 12m^{-3} \pi^{3/2} N^{1/2} = 3N/2\mathcal{E}_F$, где m — масса электрона и N — концентрация свободных электронов. В реальных металлах из-за взаимодействия электронов проводимости с решёткой и между собой ф-лы усложняются. В частности, вместо m вводится эфф. масса m^* , а μ_B заменяется на эффективный магн. момент. Экспериментальные значения χ_{Π} для щелочных металлов, не содержащих ионов с неоднородными оболочками, сопоставлены с теорией в табл. 3.

На практике парамагнетизм Паули проявляется на фоне *Ландау диамагнетизма*, также обусловленного электронами проводимости. В сильных магн. полях и при низких темп-рах эти два эффекта нельзя рассматривать независимо, и квантование в магн. поле ведёт к характерной осциллирующей зависимости M от H (см. *Де Хааса — ван Альфена эффект*).

П. электронов проводимости и дырок в полупроводниках определяется их концентрацией и эфф. магн. моментом, зависящим от зонной структуры полупроводника. В простейшем случае $\chi = A T^{-1} \exp(-\Delta\mathcal{E}/2kT)$, где $\Delta\mathcal{E}$ — ширина запрещённой зоны и A — параметр вещества. Обычно эта зависимость усложняется за счёт влияния примесей и др.

Ядерный П. Магнитные моменты атомных ядер μ_N в 10^3 — 10^4 раз меньше μ_B , поэтому ядерная парамагнитная восприимчивость $\chi_N = N \mu_N^2 / 3kT$ составляет всего 10^{-6} — 10^{-8} электронной. Наблюдать ядерный П. в чистом виде удаётся лишь при очень низких температурах в веществах, где нет неспаренных электронов и величина μ_N максимальна (например, в твёрдом водороде в жидком ³He). В последнем случае квантовые свойства ферми-жидкости обуславливают независимость χ_N от температуры (ядерный аналог парамагнетизма Паули).

В парамагнетиках Ваи Флека (LiTmF₄, PrCu₂ и др.) ядерный П. усиливается в 10^2 — 10^3 раз за счёт *серьёзноконного взаимодействия* ядра парамагн. иона с его

Табл. 3. — Парамагнитная восприимчивость Паули для щелочных металлов

Металлы	Li	Na
$\chi_{\Pi} \cdot 10^4$	теория 24,4	20,0
	эксперимент 27,2	22,7

электронной оболочкой, обладающей наведённым магн. моментом. Искусств. усиление ядерного П. достигается методами дипляч. поляризации ядер (см. Ориентированные дриа, Овергаузера эффект).

Коллективные эффекты. Взаимодействия между параметр. микрочастицами наиб. существенны в твёрдых телах. Они приводят к замене *Законя закона на Кюри* — *Вейса закон* $\chi = C/(T - \theta)$, где параметр θ по порядку величины соответствует энергии взаимодействия. Знак θ положительн, если при охлаждении парамагнетика до *Кюри точки* возникает ферромагнетизм (Fe, Co, Ni и др.), и отрицателен, если при охлаждении до *Нееля точки* вещество становится антиферромагнитным (напр., Dy, MnO, FeSO₄). В концентриров. парамагнетиках, где магн. частицы образуют осв. решётку вещества, гл. роль играют *обменные взаимодействия*, стремящиеся ориентировать соседние магн. моменты параллельно либо антипараллельно друг другу. В разбавленных парамагнетиках — твёрдых растворах магн. ионов в диамагн. матрицах — преобладают магн. *диполь-дипольные взаимодействия*, знак к-рых зависит от относ. расположения магн. частиц. В этом случае, а также при конкуренции ферро- и антиферромагн. обмена, охлаждение парамагнетика может породить состояние *стислового стекла*.

Близко расположенные примесные магн. центры, связанные сильным обменным взаимодействием, иногда образуют *суперпарамагн. кластеры*, обладающие увеличенным магн. моментом (обменно-усиленный П.). Макроскопич. аналог таких систем — существование мелких ферромагн. частиц в жидких или твёрдых растворителях (см. *Суперпарамагнетизм, Магнитные жидкости*). К резкому усилению П. ведут и обменные взаимодействия электронов проводимости в нек-рых металлах (напр., в Pd и его сплавах).

Релаксационные и динамические явления. Намагничивание парамагнетика в поле *H* происходит в результате процессов продольной и поперечной магн. релаксации. Первая устанавливает равновесное значение проекции *M* на направление *H*, вторая ведёт к затуханию нестационарной ортогональной компоненты намагниченности. Продольная релаксация обусловлена взаимодействием микроскопич. магн. моментов с тепловым движением среды. Время продольной релаксации τ_1 обычно составляет 10^{-10} — 10^{-4} с при 300 К и растёт с понижением темп-ры. Время поперечной релаксации τ_2 в парамагн. металлах и жидкостях мало отличается от τ_1 , однако в твёрдых диэлектриках, как правило, $\tau_2 \ll \tau_1$. В последнем случае поперечная релаксация обусловлена взаимодействиями в системе микроскопич. магн. моментов и ведёт к установлению в ней внутр. квазиравновесия, характеризуемого, в общем, двумя *стисловыми температурами*. Одна из них служит мерой упорядоченности моментов μ во внеш. поле *H*, а другая — мерой их взаимной упорядоченности (ближнего порядка).

Процессы магн. релаксации существенно влияют на динамич. восприимчивость парамагнетика $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$ — комплексную величину, характеризующую линейный отклик намагниченности на малое гармонич. изменение внеш. поля с частотой ω . Типичные частотные зависимости компонент продольной восприимчивости $\chi(\omega)$, измеряемой в направлении *H*, показаны на рис. 2. Дополнит. особенности на этих кривых могут возникать от вклада т. н. адiabатич. восприимчивости, к-рая связана с взаимодействиями между магн. моментами. Кривые $\chi(\omega)$ исполь-

зуются для измерения времён магн. релаксации (метод Гортера). Поперечная по отношению к *H* дипляч. восприимчивость $\chi_{\perp}(\omega)$ обнаруживает резонансные пики на высоких частотах, соответствующих распределению уровней энергии в магн. поле (см. *Магнитный резонанс*). Воздействие на твёрдый парамагнетик поперечным ВЧ-полем вблизи резонанса может усиливать ближний порядок в парамагнитной системе, что в свою очередь ведёт к росту $\chi_{\perp}(\omega)$ (эффект усиленной восприимчивости).

Изучение П. статич. и динамич. методами даёт ценную информацию о магн. моментах частиц, их атомич. спектрах и взаимодействиях, о тонких деталях внутр. структуры веществ. П. используется в методах *магнитного охлаждения* до сверхнизких темп-р, в квантовой электронике (см. *Мазер*) и др. См. также *Электронный парамагнитный резонанс, Ядерный магнитный резонанс*.

Лит.: Воксовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Кричичи Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985; Альтшуллер С. А., Козырев В. М., Электроны парамагнитных резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Абрагам А., Гольдман И., Ядерный магнетизм: нордик и беснордик, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

ПАРАМАГНЕТИК — магнетик с преобладающим парамагнетизмом и отсутствием магнитного атомного порядка. П. намагничивается в направлении внеш. магн. поля, т. е. имеет положит. *магнитную восприимчивость*, к-рая в слабом поле при не очень низкой темп-ре (т. е. вдали от условий магн. насыщения или явления *Де Хааса — ван Альфена эффекта*) не зависит от напряженности поля. Поскольку свободная энергия П. повышается в магн. поле, при наличии градиента поля он втягивается в область с более высоким значением напряженности магн. поля. Конкуренция диамагнетизма, появление дальнего магн. порядка или сверхпроводимости ограничивают область существования вещества в парамагн. состоянии.

П. содержит по крайней мере один из перечисленных ниже типов носителей парамагнетизма.

а) Атомы, молекулы или ионы с нескомпенсиров. магнитными моментами в основном или возбужденном состоянии с энергией возбуждения $\epsilon_i \ll kT$. П. этого типа обладают ориентал. ланжевенским парамагнетизмом, зависящим от темп-ры *T* по *Кюри закону* или *Кюри — Вейса закону*, в них возможно магн. упорядочение. [Подохожий по проявлениям магнетизм неоднородных систем малых ферро- или ферримагн. одномоментных частиц (кластеров) в жидкостях или твёрдых матрицах выделен в особый вид — *суперпарамагнетизм*.]

Этот тип носителей присутствует в парах металлов нечётной валентности (Na, Tl); в газе молекулы O₂ и NO; в нек-рых органич. молекулах со свободными радикалами; в солях, оксидах и др. диэлектрич. соединениях 3d-, 4f- и 5f-элементов; в большинстве редкоземельных металлов.

б) Те же частицы, имеющие орбитальный магн. момент в возбужденном состоянии с энергией возбуждения $\epsilon_i \gg kT$. Для таких П. характерен не зависящий от температуры поляризационный *ванфлековский парамагнетизм*.

Этот тип носителей парамагнетизма проявляется в нек-рых соединениях d- и f-элементов (соли Sm и Eu и др.).

в) Коллективизиров. электроны в частично заполненных энергетич. зонах. Им присущ сравнительно слабо зависящий от темп-ры спиновый *Паули парамагнетизм*, как правило, усиленный межэлектронными взаимодействиями. В d-зонах спиновый парамагнетизм сопровождается заметным ванфлековским парамагнетизмом.

Подобный тип носителей преобладает в щелочных и щелочноземельных металлах, d-металлах и их интерметаллич. соединениях, актиноидах, а также в хорошо

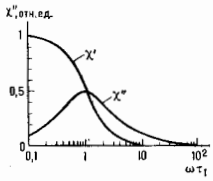


Рис. 2. Типичная частотная зависимость продольной динамической восприимчивости χ парамагнетика.

Вещество	$\chi \cdot 10^6$	Вещество	$\chi \cdot 10^6$
O ₂	3398	Li	24,6
NO	1481	Ca	44,0
FeCl ₂	14750	Al	16,3
EuCl ₂	26500	Pt	189,0
UF ₆	43	U	414,0

проводящих ион-радикальных органич. солах.

Численные значения восприимчивости χ нек-рых Л. при нормальных условиях даны в таблице (в ед. СГС на 1 моль вещества). — *И. В. Свечкарёв*.

ПАРАМЕТР ДЕФОРМАЦИИ ЯДРА — см. в ст. *Деформированные ядра*.

ПАРАМЕТР ПОРЯДКА — термодинамич. величина, характеризующая дальний порядок в среде, возникающий в результате спонтанного нарушения симметрии при фазовом переходе. Равновесный П. п. равен нулю в неупорядоченной фазе и отличен от нуля в упорядоченной. При фазовом переходе 2-го рода П. п. непрерывно возрастает от нулевого значения в точке перехода, а при переходе 1-го рода сразу принимает конечное значение. Если переход происходит на неупорядоч. состоянии с группой симметрии G в упорядоченное состояние с пониженной группой симметрии $H \subset G$, то П. п. в равновесии инвариантен относительно преобразований из группы H , но преобразуется по представлению группы G , отличному от единичного. Вблизи точки фазового перехода 2-го рода T_c , где П. п. мал, он преобразуется по одному из неприводимых представлений группы G ; вклад остальных представлений, согласно Ландау теории, мал по параметру $\tau = 1 - T/T_c$.

Параметры П. п.: 1). Отклонение зависящей от координат плотности атомов в кристалле от её ср. значения преобразуется под действием общей группы трансляций и пространственных вращений, входящих в группу симметрии G изотропной жидкости, но остаётся инвариантным относительно преобразований из пространственной группы симметрии кристалла. 2). Аннизотропная часть тензора диэлектрич. проницаемости в жидкой кристалле преобразуется под действием группы пространственных вращений как симметричный тензор с нулевым следом. 3). Магнитичность в ферромагнетике преобразуется как вектор при вращениях подсистемы спинов и меняет знак при обращении времени. 4). Волновая ф-ция Ψ бозе-конденсата в сверхтекучем ⁴He (см. *Гелий жидкий, Сверхтекучесть*) преобразуется под действием калибровочного преобразования группы $U(1)$, входящей в группу G изотропной жидкости: $\Psi \rightarrow \Psi \exp(i\varphi)$. 5). Комплексная матрица $A_{\alpha\beta}$ в сверхтекучем ³He преобразуется как вектор по второму индексу при пространственных вращениях, как вектор по первому индексу при спиновых вращениях, умножается на $\exp(i\varphi)$ при калибровочных преобразованиях, переходит в комплексно сопряжённую матрицу при обращении времени и меняет знак при пространственной инверсии. Согласно теории Ландау, равновесное значение П. п. вблизи фазового перехода 2-го рода находит, минимизируя ф-цию G на L Гинзбурга — Ландау, инвариантный относительно преобразований из группы G .

Врождение в упорядоченных фазах. Под действием преобразований из группы G , де входящих в подгруппу H , П. п., а вместе с ним и состояние системы изменяется без изменения энергии. Т. о., в упорядоченной фазе имеется вырождение равновесных состояний. Совершенство R всех таких равновесных состояний образует фактор-пространство $R = G/H$. В случае ферромагнетика R является сферой радиуса M , на к-рой принимает свои значения равновесная намагнитичность M . В сверхтекучем ⁴He область R является окружностью, соответствующей значениям фазы φ волновой ф-ции Ψ . Жёсткость упорядоченного состояния приводит к появлению коллективных возбуждений — колебаний П. п. вблизи любого из его равновесных значений. Особенно выделяются т. н. *голдстоуновские моды*, частота к-рых обращается в нуль в предельно бесконеч-

ной длины волны. При этих колебаниях Л. п. не выходит за рамки пространства R . Число голдстоуновских мод обычно совпадает с размерностью пространства R . Напр., *второй звук* в сверхтекучем ⁴He — колебания фазы φ , *спиновые волны* в ферромагнетике — колебания направления намагнитичности.

Неоднородные состояния П. п. Непрерывное вырождение равновесных состояний упорядоченных фаз приводит к появлению состояний, в к-рых П. п. зависит от координат. Такие неоднородные состояния можно создавать при помощи внеш. полей, они могут существовать и в виде метастабильных дефектов структуры, таких, как *квантовые вихри* в сверхтекучем ⁴He, *дислокации* в кристаллах, доменные стенки в ферромагнетиках, *дислокации* в жидких кристаллах, *солитоны* в сверхтекучем ³He, вихри Абрикосова в *сверхпроводниках* и др. Их устойчивость связана с топологией пространства R и обеспечивается наличием сохраняющихся т. н. топологич. инвариантов, или топологич. зарядов (т. н. топологич. устойчивость). Напр., топологич. заряд квантового вихря в ⁴He равен числу обходов фазой φ окружающей R при обходе вокруг вихря; это совпадает с числом квантов циркуляции сверхтекучей скорости вокруг вихря. Сложение топологич. зарядов подчиняется групповому закону. Напр., в сверхтекучем ⁴He при слиянии двух одинаковых вихрей с топологич. зарядами ± 1 возникает вихрь с топологич. зарядом 2; в сверхтекучем ³He при слиянии двух одинаковых вихрей может возникнуть состояние с топологич. зарядом 0.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 3, изд. М., 1976; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Воловик Г. Е., Минцев В. П., Физика и теория, М., 1980. Г. Е. Воловик.

ПАРАМЕТР УДАРА — см. *Присильный параметр*.
ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ И УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ — генерация и усиление эл.-магн. колебаний за счёт работы, совершаемой внеш. источниками при периодич. изменении во времени реактивных параметров колебат. системы (ёмкости C и индуктивности L), П. г. и у. э. к. основаны на явлении *параметрического резонанса*.

Простейший параметрич. генератор представляет собой колебат. контур, в к-ром C или L меняются периодически около нек-рых ср. значений C_0 и L_0 с частотой $\omega_n \approx 2\omega_0$, где $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0}$ — частота собств. колебаний контура с пост. параметрами. Если, напр., ёмкость изменяется sinusoidalно:

$$C(t) = C_0(1 + m \cos \omega_n t), \quad (*)$$

где $m = (C_{\max} - C_{\min}) / (C_{\max} + C_{\min})$ — глубина модуляции ёмкости, то при $m > m_n \approx 2/Q$ ($Q \gg 1$ — добротность контура) энергетич. потери за период колебаний меньше энергии, поступающей от накачки, и в контуре в результате неустойчивости возникает самовозбуждение колебаний с последующим установлением стационарного режима генерации (м.я. г. к. и режим возбуждения). При значит. отстройке ω_n от значения $2\omega_0$ (выход из зоны генерации) самовозбуждения не происходит, но при определённых условиях внеш. возбуждение контура достаточно сильным сигналом приводит к установлению незатухающих колебаний (ж.э. т. к. и режим возбуждения).

«Недовозбуждённый» контур, в к-ром параметрич. накачка энергии несколько меньше её потерь ($m < m_n$), может быть использован как параметрич. усилитель. Действие накачки при этом в среднем эквивалентно уменьшению потерь, в результате чего амплитуда вынужденных колебаний от внеш. источника (сигнала) возрастает и мощность $P_{\text{вых}}$, выделяемая в нагрузку, может превышать входную мощность сигнала $P_{\text{вх}}$, поступающую в контур. Макс. значение коэф. усиления $K = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$ в одноконтурном параметрич. усилителе равно $1/(1 - m/m_n)^2$. При $m \rightarrow m_n$ усиление неограниченно растёт, усилит. пр. уменьшается в генератор. Не-

достаток такого усилителя заключается в зависимости коэф. усиления от фазы усиливаемого сигнала по отношению к фазе накачки, изменяющейся ёмкость.

От этого последнего недостатка свободны двухконтурные усилители (рис.), где по закону (*) изменяется,

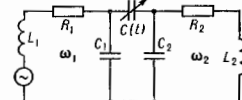


Схема двухконтурного параметрического усилителя.

напр., ёмкость связи $C_{св}(I)$ между контурами, а частоты нормальных колебаний ω_1 и ω_2 удовлетворяют соотношению $\omega_n = \omega_1 \pm \omega_2$. Если связь между контурами слабая, то значения ω_1 и ω_2 близки к собств. частотам контуров.

Один из них настраивается на частоту входного сигнала, а другой («холостой») — на разностную частоту $\omega_n = \omega_1 - \omega_2$. Входное сопротивление (нагрузка) может быть включено как в первый контур (усиление на частоте сигнала), так и во второй (усиление с преобразованием частоты). Коэф. усиления в обоих случаях пропорц. $1/(1 - m/m_*)^2$, где теперь $m_* = \sqrt{C_1 C_2 / C_{св} Q_1 Q_2}$ (C_1, C_2 — ёмкости контуров), и при $m \rightarrow m_*$, как и в одноконтурном усилителе, наступает самовозбуждение (регенеративный усилитель).

В др. случае, когда «холостой» контур настраивается на суммарную частоту $\omega_n = \omega_1 + \omega_2$, самовозбуждение невозможно; энергия сигнала и накачки преобразуется в энергию колебаний на частоте ω_2 , и в результате возможно усиление колебаний, снимаемых со второго контура, по сравнению с входным сигналом. Такой регенеративный усилитель-преобразователь имеет сравнительно небольшой коэф. усиления, однако его достоинствами являются устойчивость и широкое допустимое. В двухконтурных усилителях обоих типов фаза колебаний в «холостом» контуре автоматически устанавливается оптимальной для усиления, так что коэф. усиления не зависит от фазы входного сигнала.

Возможность создания параметрич. генераторов и усилителей эл.-магн. колебаний была высказана в 1931 — 1933 Г. И. Манделлытом и Н. Д. Палакески. Они разработали параметрич. машины (ёмкостные и индуктивные), преобразующие механич. энергию в электрическую за счёт изменений C или L механич. способом (при вращении вала), приводящих к параметрич. генерации. Однако практич. применение параметрич. устройства получили начиная с 50-х гг., когда появились полупроводниковые параметрич. диоды, ёмкость к-рых зависит от приложенного заперяющего напряжения, и были изучены свойства сегнетоэлектриков (конденсатор с сегнетоэлектриком позволяет получить переменную ёмкость), а также ферритов и сверхпроводников (на основе к-рых может быть создана переменная индуктивность). Периодич. изменение параметров достигается подключением к системе источника накачки с частотой ω_n .

Примером параметрич. генератора является и параметрон, в к-ром используется то обстоятельство, что в зависимости от фазы нач. возмущения в одноконтурном параметрич. генераторе возможно возбуждение колебаний с одинаковыми амплитудами, но различающихся по фазе на π . Т. о., простейший параметрон «запоминает» фазу поступающего на него сигнала в двойном коде и может быть использован в качестве элемента вычислит. устройств. Кроме того, параметрич. генераторы могут использоваться как делители частоты: в одноконтурном — возбуждаются колебания с частотой $\omega_n/2$, а в двухконтурном возможны режимы, когда частота одного из генерируемых колебаний равна ω_n/n , где n — достаточно большое целое число.

В высокочувств. приёмных устройствах СВЧ-диапазона, используемых в системах радиолокации, радиостроении, космич. связи и др., применяются

двухконтурные параметрич. усилители, обладающие низким уровнем собств. шумов. Причина малости шумов в том, что в них для усиления используются реактивные, в принципе лишённые шумов, элементы, тогда как в реальных (ламповых, транзисторных) усилителях активный элемент неизбежно создаёт тепловые шумы, согласно *Найквиста формуле*. Параметрич. системы применяются также для умножения частоты и генеродирования сигнала. В качестве колеб. систем в СВЧ-диапазоне используются объёмные резонаторы и элементы волноводной техники, а в качестве переменных ёмкостей — высокочастотные параметрич. диоды. Для дополнит. снижения собств. шумов используется охлаждение до темп-р жидкого гелия. Иногда применяются параметрич. усилители бегущей волны в виде цепочки резонаторов с параметрич. диодами, по к-рой распространяется сигнал. При надлежащей настройке резонаторов можно получить усиление в широкой полосе частот. Существуют также электронно-лучевые параметрич. усилители, в к-рых усиление сигнала достигается модуляцией электронного пучка.

В оптич. диапазоне частот для создания параметрич. генераторов и усилителей используются среды, параметрич. к-рых изменяются полем бегущей или стоячей волны накачки. В частности, если диэлектрич. проницаемость среды ϵ изменяется по закону

$$\epsilon(r, t) = \epsilon_0[1 + m \cos(\omega_n t - k_n r)],$$

где r — радиус-вектор точки, то возможно усиление или генерация пары волн с частотами ω_1, ω_2 и волновыми векторами k_1, k_2 , если выполняются условия фазового синхронизма $\omega_n = \omega_1 \pm \omega_2, k_n = k_1 \pm k_2$. На этом основан принцип действия параметрич. генератора света.

Лит.: Дж. и с. э. л. У. Связанные и параметрические колебания в электронике, пер. с англ. М., 1965; З. Г. и В. С. Гершензон и Е. М. Параметрические системы СВЧ на полупроводниковых диодах, М., 1964; Каппап А. Е., Крайков Ю. А., Рыжков В. А. Параметрические генераторы и усилители частоты, М., 1966; Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988. Л. А. Островский, Н. С. Степанов. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ И ПРИЕМНИКИ ЗВУКА — устройства, основанные на использовании эффекта генерации комбинац. тонов при взаимодействии звуковых волн, в к-рых роль излучающей (приёмной) антенны играет область среды, где происходит нелинейное взаимодействие волн.

В параметрич. излучателе в одном случае — две ВЧ-волны (т. е. компоненты волны накачки), взаимодействуя друг с другом, порождают волну разностной частоты, излучаемую из области взаимодействия; в другом — модулированная по амплитуде или частоте ВЧ-волна накачки в результате детектирования средней возбуждает НЧ-волну на частоте модуляции. Область нелинейного взаимодействия является своеобразной «бестелесной» антенной, размеры к-рой определяют характеристику направленности излучателя. Поэтому даже при малых размерах излучателей волны накачки удаётся получить остронаправленное НЧ-излучение. Наряду с высокой направленностью достоинство параметрич. излучателя — отсутствие боковых лепестков диаграммы направленности в широкой полосности; для существенного относительного изменения частоты излучения достаточно весьма незначительного изменения частоты накачки (в пределах шарниры полосы резонансного излучателя волны накачки). Осн. недостаток параметрич. излучателя — его невысокая эффективность: доля энергии накачки, идущая на НЧ-излучение, обычно невелика и зависит от соотношения частот получаемой волны ω_n и накачки ω_n . Для оптимального режима отношение мощности НЧ-излучения W_n к мощности накачки W_n определяется ф-лой

$$W_n/W_n \approx 1/8(\omega_n/\omega_n)^2.$$

Процесс генерации волны разностной частоты происходит по-разному, в зависимости от геом. параметров зоны взаимодействия волн накачки. Для плоского

излучателя волны накачки можно выделить два предельных случая.

1) Нелинейное взаимодействие происходит в ближней зоне излучения волны накачки (см. *Звуковое поле*), где она является плоской. Протяжённость зоны взаимодействия в направлении распространения волны в этом случае определяется длиной пробега волны накачки $l = \alpha^{-1}$, где α — коэф. поглощения этой волны, а поперечное сечение этой зоны — площадью излучателя волны накачки (рис. 1). Амплитуда p_R НЧ-волны



в дальней зоне пропорц. длине l зоны взаимодействия. Для накачки в виде двух ВЧ-волн близкой частоты она выражается ф-лой

$$p_R = \frac{\epsilon r_0^2 k_2 \omega_1^3}{8 \rho c^2 \alpha r} DW(\theta). \quad (1)$$

Здесь ϵ — нелинейный параметр среды, p_R — амплитуда волн накачки, $k_2 = \omega_2/c$, $\omega_2 = \omega_1 - \omega_2$ — частота излучаемой НЧ-волны; ω_1 и ω_2 — частоты компонент волны накачки; α — радиус ВЧ-пучка, определяемый размером излучателя волны накачки, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней, r — расстояние от излучателя волны накачки до точки наблюдения, $DW(\theta)$ — диаграмма направленности для НЧ-волны, описываемая выражением

$$DW(\theta) = \left[1 + k_2^2 \alpha^2 \sin^2(\theta/2) \right]^{-1/2}. \quad (2)$$

Угол θ отсчитывается от оси области взаимодействия; характерная ширина диаграммы направленности, согласно (2), $\theta_m \approx (k_2 \alpha^{-1})^{-1/2}$. Ф-ла (1) описывает два эффекта: образование тона разностной частоты при взаимодействии плоских волн на длине $l = \alpha^{-1}$ (множитель $\epsilon r_0^2 k_2 / \rho c^2 \alpha$) и диффракц. эффект при излучении волны излуч. разностной частоты из цилиндрич. области взаимодействия с малым поперечным сечением, характеризующимся параметром $k_2 \alpha^2 / r$.

2) Гл. вклад в генерацию НЧ-волны даёт нелинейное взаимодействие в дальней зоне излучения волны накачки, где она становится расходящейся и область взаимодействия имеет форму рупора (рис. 2). При этом НЧ-



излучение как бы «вписывается» в диаграмму направленности волны накачки с характерной шириной $(ka)^{-1}$, где $k = \omega_1/c$, k — радиус и определяет направленность НЧ-излучения. Волна разностной частоты возникает как результат взаимодействия расходящихся волн. Влияние диффракц. эффектов в этом случае не является, поэтому преобразование ВЧ-излучения в низкочастотное происходит более эффективно. Амплитуда НЧ-волны пропорц. первой степени волнового числа k_2 , а не квадрату, как в первом предельном случае:

$$p_R = \frac{\epsilon r_0^2 p_0 k_2}{4 \rho c^2 r} \ln(R\alpha)^{-1} D^2(\theta).$$

Здесь $R = ka^2/2$ — длина ближней зоны для волны накачки, а диаграмма направленности имеет вид

$$D(\theta) = J_1(k_2 \sin \theta) / k_2 \sin \theta$$

(J_1 — ф-ция Бесселя 1-го рода 1-го порядка). Амплитуда p_R излучаемой НЧ-волны как в первом, так и во втором случае растёт пропорц. квадрату амплитуды волн накачки.

При больших интенсивностях волны накачки она трансформируется в плоскообразную волну, возрастает её поглощение и работа параметрич. излучателя переходит в нелинейный режим. Длина пробега волны накачки определяется теперь нелинейным поглощением звука и равна $l_n = (\epsilon k_R \rho c^2)^{-1}$. Если взаимодействие плоскообразных волн происходит в основном в ближней зоне (цилиндрич. антенна, рис. 1), то амплитуда излучаемой НЧ-волны в дальней зоне выражается ф-лой

$$p_R = \frac{r_0 \alpha^2 k_2 \omega_1}{2 r \omega_2},$$

а ширина диаграммы направленности определяется, как и в линейном режиме, длиной зоны взаимодействия: $\theta \approx (k_2 l_n)^{-1/2}$. При взаимодействии в дальней зоне (рис. 2)

$$p_R = \frac{r_0 k_2 \omega_1^2}{2 r}, \quad \theta_m \approx (ka)^{-1}.$$

Т. о., в нелинейном режиме работы параметрич. излучателя амплитуда p_R НЧ-волны не зависит от нелинейного параметра среды ϵ и пропорц. p_R .

В параметрич. приёмнике к-е гармоник. ВЧ-пучок (волна накачки) модулируется принимаемым НЧ-сигналом, в результате чего из-за нелинейных свойств среды возникают сигналы комбинац. частот, обладающие высокой направленностью, к-рые регистрируются ВЧ-

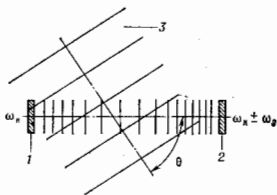


рис. 3. Схема параметрического приёмника звука. 1 — излучатель волны накачки; 2 — приёмник звука; 3 — направленный сигнал.

приёмником звука (рис. 3). Амплитуда p_R комбинационного тона частоты ω_k равна:

$$p_R = p_R [\epsilon - 2 \sin^2(\theta/2)] \frac{r_0 k_2 L \sin \delta}{\rho c^2},$$

где $\delta = k_2 L \sin^2(\theta/2)$ — частота $\omega_k = \omega_1 \pm \omega_2$, p_R и ω_1 — амплитуда и частота волны накачки, p_R и ω_2 — амплитуда и частота НЧ-сигнала, $k_2 = \omega_2/c$, $k = k_1/c$. Ширина диаграммы направленности параметрич. приёмника $\theta_m \approx (k_2 L)^{-1/2}$, где L — длина области взаимодействия, определяемая расстоянием между излучателем и приёмником ВЧ-волны накачки; угол θ отсчитывается от оси волнового пучка накачки. Осн. достоинством параметрич. приёмника является возможность реализации достаточно длинных областей взаимодействия, что позволяет получить острую направленность при приёме НЧ-звука.

Параметрич. излучатели применяются в калибровочных лаб. установках, в измерит. гидроакустич. бассейнах как широкополосные излучатели для калибровки приёмников звука. Частота накачки в таких устройствах ~ 1 МГц, частота излучения 1–100 кГц, амплитуда сигнала ~ 10 Па·м, радиус излучателя составляет неск. см, мощность накачки — десятки Вт. Более мощные и более низкочастотные параметрич. излучатели применяются в *гидроакустике* для прецизионного профилирования дна, зондирования придонных областей, излучения звуко рассеивающих слоёв,

турбулентности, определения толщины слоя клиа, порока предметов в морском грунте, а также в *атмосферной акустике* для зондирования атмосферы, в частности для контроля стенки турбулентности на валтовых траекториях аэронавтов. Частота накачки в таких излучателях составляет 25—50 кГц, частота излучения 0,5—15 кГц, ширина диаграммы направленности — неск. градусов, мощность накачки 10^2 — 10^4 кВт, амплитуда сигнала $\sim 10^2$ Па·м, размер излучателя $\sim 10^2$ см. Параметрич. излучатели применяются также в рыбопромысловом аппаратуре, эхолотах и т.д., где характеристики их излучения и размеры определяются исходя из поставленной задачи.

Лит.: Наугольдык К. А., Островский Л. А., Суткин А. М., Параметрические излучатели звука, в кн.: Нелинейная акустика, Горный, 1980; Нойков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И., Нелинейная гидродинамика, Л., 1981; Наугольдык К. А., Островский Л. А., О нелинейных эффектах в акустике океана, в кн.: Акустика океана, М., 1982. К. А. Наугольдык.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ — колебательные и волновые системы с меняющимися во времени «энергетическими» параметрами, изменение к-рых связано с совершением работы. Таковы длина маятника, натяжение струны, ёмкость или индуктивность эл.конт. контура и др. В П. к. с. меняются энергия колебаний (волн), а также собств. частота колебат. системы или скорость распространения волн.

Различают резонансные и нерезонансные П. к. с. В резонансных — параметры меняются периодически, с периодом, находящимся в определённом целочисленном соотношении с периодом собств. колебаний или волн в системе. Это может приводить к эффектам раскачки поля из-за накапливающейся передачи энергии системе в такт с её колебаниями (см. *Параметрический резонанс*). Это явление используется для усиления и генерации колебаний и волн (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний, Параметрический генератор света*).

К нерезонансным П. к. с. относятся, напр., системы с медленно (по сравнению с характерным периодом колебаний или волн) меняющимися параметрами. При этом в недиссиплятивных (лагранжевых) системах сохраняются т. н. *адиабатические инварианты*; к ним относятся, в частности, отношение энергии колебаний в осцилляторе или волной энергии волновой группы (пакета) к частоте, имеющее смысл числа квантов (кванта частиц).

К резонансным П. к. с. можно отнести также системы с резким, скачкообразным изменением параметров, напр. среды с движущимися границами, в к-рых при отражении и преломлении происходит изменение частоты (в соответствии с *Доплера эффектом*) и энергии волн. Однако, если скачки параметра периодически повторяются, в системе возможны эффекты параметрич. резонанса.

Л. А. Островский.
ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ — неустойчивости колебат. систем и нелинейной волновой среды, возникающие в результате пространственно-временной модуляции параметров, характеризующих собств. колебания системы или среды. В случае нелинейной волновой среды модуляция совершается волнами конечной амплитуды — волнами накачки. П. н. обычно имеют пороги по амплитудам волн накачки ϵ . Если ϵ превышает определённое пороговое значение, то собств. мода начинает расти с теплового уровня, поглощая энергию волн накачки. При пространственно-временном резонансе возникает т. н. распадная П. н. даже при небольших амплитудах волн накачки, но больше пороговой. При больших амплитудах накачки может возникнуть нерезонансная мода в случае, когда одна из волн, образующихся при распаде, не существует в среде в отсутствие накачки. Примером типичной нерезонансной П. н. является модуляция дробная неустойчивость. Другим примером может служить ситуация, когда одна из волн,

возникающих в результате распада, сильно затухает, а вторая волна не затухает. К П. н. относят и неустойчивость модифициров. расп. а — аperiodичная неустойчивость, возникающая также при больших амплитудах ϵ и определённом соотношении волновых векторов k и k_0 , и *эрманово неустойчивость волн*, возникающую в средах, где имеются волны с отрицат. энергией. Важную роль в параметрич. процессах в высокотемпературной плазме играет т. н. тепловая П. н.

Резонансная неустойчивость. В простейшем случае, когда можно пренебречь влиянием волн накачки на собств. частоты среды, условия резонанса имеют вид

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2; \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2; \quad l = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где ω_0, \mathbf{k}_0 — частота и волновой вектор волны накачки, а $\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2$ — соответствующие величины для волн, возбуждаемых при неустойчивости. В случае $l = 1$ имеет место резонанс с основной гармоникой волны накачки; при $l = 2, 3, \dots$ — резонанс с кратными гармониками. Неустойчивости, определяемые (1), наз. *распадными* в связи с тем, что соотношения (1) при умножении на h совпадают с условиями сохранения энергии и импульса при распаде квазичастиц—волн (ω_0, \mathbf{k}_0 или гармоник) на две волны-квазичастицы ($\omega_1, \mathbf{k}_1; \omega_2, \mathbf{k}_2$). Первым теоретически предсказанным и детально исследованным в 1962 типом распадающей П. н. явилась неустойчивость лентиморовской волны (распадающейся на лентиморовскую и ионо-звуковую: $l = l' + s$). Распадная П. н. лежит также в основе вынужденного комбинац. рассеяния (см. *Вынужденное рассеяние света*) и определяет его особенности. К ним относится экспоненциальное (а не линейное!) нарастание амплитуд не только рассеянной, но и падающей волн. Это является прямым следствием положения, обратной связи рассеянной и падающей волн, распространяющихся на фоне волны накачки. Ур-ния, описывающие такую связь, можно интерпретировать как пространственно-временное обобщение *Хилла уравнений*, в простейшем случае — ур-ния Матё для параметрич. резонанса осцилляторов. Для волновой среды, такой, как плазма, однородный (по x) аналог ур-ния Матё (см. *Матё функции*) имеет вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - v_\phi^2 [1 + \epsilon \cos(\omega_0 t - k_0 x)] \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0, \quad (2)$$

где ψ — величина, описывающая волну (напр., потенциал эл.конт. поля), v_ϕ — фазовая скорость волны в среде при отсутствии волн накачки, ϵ — амплитуда волн накачки и отнорм. единица. Подобно тому как в ур-ния Матё описывается временная модуляция частоты осциллятора, здесь описывается пространственно-временная модуляция фазовой скорости волн. Чтобы найти условия параметрич. возбуждения пары элементарных волн, удобно перейти к Фурье-компонентам по пространству, переменным:

$$v_k = \int \psi(x) \exp(ikx) dx.$$

Тогда ур-ние (2) переходит в систему ур-ний для связанных гармонич. осцилляторов:

$$\frac{d^2 v_k}{dt^2} + \omega^2(k) v_k = -\frac{\epsilon}{2} (k_0 - k_1) v_\phi^* v_{k_0 - k_1}^* \times \\ \times \exp(-i\omega_0 t) - \frac{\epsilon}{2} (k_0 + k_1) v_\phi^* v_{k_0 + k_1}^* \exp(-i\omega_0 t), \quad (3)$$

где осциллятор v_k связан с осцилляторами $v_{k_0 \pm k_1}$, т. е. д.; при этом правую часть (3) можно рассматривать как зависящую от времени вынуждающую силу. Если амплитуда ϵ мала ($\epsilon \ll 1$), то возникает слабая связь осцилляторов $v_k, v_{k_0 \pm k_1}$ и т. д., не меняющая существенно частоту осцилляторов, к-рые осциллируют с собств. частотами $\omega = \omega(k)$. Однако если вынуждающая сила попадает в резонанс с собств. частотой осциллятора, то он может возбуждаться. Так, напр.,

если резонансным является первое слагаемое правой части (3), для n -го условия резонанса имеет вид $\omega_0 - \omega(k_0 - k_1) = \omega(k_2)$, то вместо бесконечной системы ур-ний для связанных осцилляторов в первом приближении при малой связи ($\epsilon \ll 1$) получаем укороченную систему для двух осцилляторов v_{k_1} и v_{k_2} , связанных условиями резонанса (1) при $n = 1$:

$$\begin{cases} \frac{d^2 v_{k_1}}{dt^2} + \omega_1^2(k_1) v_{k_1} = -\frac{\epsilon}{2} k_1^2 \Phi_0^2 \exp(-i\omega_1 t) v_{k_2}^*, \\ \frac{d^2 v_{k_2}}{dt^2} + \omega_2^2(k_2) v_{k_2} = -\frac{\epsilon}{2} k_2^2 \Phi_0^2 \exp(i\omega_2 t) v_{k_1} \end{cases} \quad (4)$$

(* означает комплексное сопряжение).
Решение (4) ищется в виде

$$v_{k_i} = a_i(t) \exp(-i\omega_i(k_i)t),$$

где $a_i(t)$ — медленно меняющиеся амплитуды связанных волн ($i = 1, 2$), тогда:

$$\begin{aligned} -2i\omega_1 \frac{da_1}{dt} &= -\frac{\epsilon}{2} k_1^2 \Phi_0^2 a_2^* \exp(-i\Delta\omega t), \\ -2i\omega_2 \frac{da_2}{dt} &= -\frac{\epsilon}{2} k_2^2 \Phi_0^2 a_1 \exp(i\Delta\omega t), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1 - \omega_2$ — частотная расстройка резонанса при параметрич. связи осцилляторов v_{k_1} и v_{k_2} . Решением (5) являются

$$a_1 \sim \exp[-i(\Delta\omega t/2) + \nu t],$$

$$a_2^* \sim \exp[i(\Delta\omega t/2) + \nu t],$$

где

$$\nu = \sqrt{\gamma_D^2 - (\Delta\omega)^2/4},$$

$$\gamma_D^2 \equiv \epsilon^2 k_1^2 k_2^2 \Phi_0^4 / 16\omega_1\omega_2.$$

Это решение описывает распадную параметрич. неустойчивость первого порядка ($n = 1$). При отсутствии частотной расстройки ($\Delta\omega = 0$) амплитуды дублета волн a_1 и a_2 экспоненциально нарастают с инкрементом $\nu = \gamma_D$. При этом необходимо выполнение соотношения $\omega_1\omega_2 > 0$, что вместе с распадными условиями (1) даёт $\omega_0 > \omega_1, \omega_2$. Иными словами, при распадной неустойчивости возбуждаются волны с частотами, меньшими частоты накачки (красные спутники). Неустойчивость развивается при $\nu > 0$, т. е. при $\gamma_D > |\Delta\omega|/2$. При расстройке $|\Delta\omega|/2 > \gamma_D$ неустойчивость исчезает. Т. о., область частот $\Delta\omega$, где может существовать распадная П. в. (ширина зоны неустойчивости — зоны Матъё), определяется условием $|\Delta\omega| \leq 2\gamma_D$. Т. к. γ_D в свою очередь пропорционален амплитуде волны накачки ϵ , то и ширина зон неустойчивости пропорциональна ϵ . Инкремент неустойчивости n -го порядка пропорционален n -й степени амплитуды $\gamma_n \sim \epsilon^n$, т. е. при малых амплитудах накачки ($\epsilon \ll 1$) ширина зоны П. в. сужается с ростом n (рис. 4) пропорц. ϵ^n . Поэтому практически важно учитывать неустойчивости

первого порядка, а если для взаимодействующих волн не выполняются условия (1), то — второго порядка.

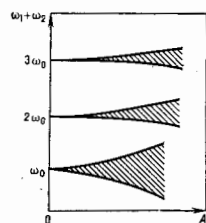


Рис. 1. Зоны распадной параметрической неустойчивости (Матъё зоны) для основной частоты ω_0 и гармоник ($n = 1, 2, 3$).

Если учесть затухание волны, введя в правые части (5) слагаемые $-\gamma_1 a_1$ и $-\gamma_2 a_2$ (γ_1 и γ_2 — линейные декременты затухания волн), при $\Delta\omega = 0$ получим для соответствующего инкремента распадной П. в. ν_D след. выражение:

$$\nu_D = -\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + \sqrt{\frac{(\gamma_1 - \gamma_2)^2}{4} + \gamma_D^2}. \quad (6)$$

Из (6) можно получить выражение для порога распадной неустойчивости, определяемое в приближении однородной плазмы декрементами возбуждаемого дублета волн: $\gamma_{Dпор}^2 = \gamma_1\gamma_2$, а порог по амплитуде волны накачки $\epsilon^2 = 16\omega_1\omega_2\gamma_1\gamma_2/k_1^2k_2^2\nu_D^4$. Из него следует, что при стремлении к нулю хотя бы одного из декрементов затухания дублета связанных волн порог по амплитуде волны накачки исчезает.

В неоднородной плазме при определении порогов распадной П. в. существенную роль играет вынос волн из зоны резонансного взаимодействия, где выполняются условия (1). Это связано с тем, что П. в. относится к классу конвективных, а не абсолютных неустойчивостей.

Модуляционная неустойчивость. Если одна из волн возбуждаемого дублета является низкочастотной, то при достаточных амплитудах волн накачки инкремент П. в. формально превышает НЧ, тогда возникает др. разновидность П. в. — модуляц. неустойчивость. Для неё лишь ВЧ близка к частоте собств. колебаний среды, а другая — к вынужденным колебаниям среды, к-рые распространяются с почти групповой скоростью волны накачки. При этом необходимо учитывать кроме собств. моды (ω_1, k_1) нару волн для волновых векторов $k_{\pm} = k_0 \pm k_1$. Условие возникновения модуляц. П. в. имеет вид $\alpha d^2\omega_0/dk_0^2 < 0$, где α — коэф. связывающий нелинейный сдвиг частоты волны накачки с квадратом её амплитуды, т. е. с её интенсивностью. Смысл критерия и самой неустойчивости заключается в следующем. Если промодулировали исходную волну накачки (напр., $\alpha > 0$), тогда в областях макс. амплитуд (точки A и A', рис. 2) фазовая скорость больше, чем в областях мин. амплитуд (точка B). Это означает рост числа узлов исходной волны при приближении к области мин. амплитуд (область a) и уменьшение числа узлов при удалении от неё (область б), так что если групповая скорость имеет отрицат. производную по k , то колебания в области a с убывающей амплитудой отступят, а в области с нарастающей амплитудой (область б) убегают вперед, увеличивая тем самым рост амплитуды и углубляя её минимум.

Рассмотрим возникновение модуляц. неустойчивости летгворовских волн в плазме. Она наблюдается в том случае, когда инкремент П. в. волн $l - l' + s$ превышает частоту ионо-авуковых колебаний. При больших амплитудах накачки медленные колебания плазмы,

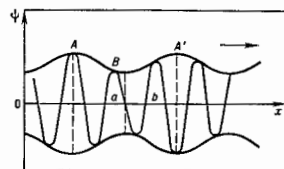


Рис. 2. Развитие модуляционной неустойчивости, ψ — фаза волны.

созданные конденеромной силой ВЧ-давления, уже не совпадают с ионо-звуковыми колебаниями. При движении на фоне медленно изменяющихся вариаций плотности плазмы мак частота (энергия) плазмонов —

квантов ленгмюровских волн — сохраняется. Из закона дисперсии этих волн

$$\omega(k) = \omega_p \left(1 + \frac{\delta n}{2n_0} \right) + \frac{3}{2} k^2 v_D^2 \omega_p$$

(r_D — дебаевский радиус экранирования, n_0 — невозможная плотность плазмы, ω_p — плазменная частота) следует, что в «справалах» плотности плазмы ($\delta n < 0$) волновое число k и кинетич. энергия плазмонов возрастают (первое слагаемое можно рассматривать как потенциальную, а второе как кинетич. энергию плазмонов в ед. k). Т. о., область пониженной плотности плазмы играют роль потенциальных ям для плазмонов. Это приводит к их локализации в «справалах» плотности, следовательно, к возрастанию силы ВЧ-давления плазмонов в «справалах». Под действием этого давления плазма вытесняется из области локализации плазмонов, углубляя «справал» плотности и тем самым создавая ещё более глубокую яму для плазмонов. Развивается неустойчивость автомодуляции пространственного распределения плазмонов — стягивание их в сгустки — каверны, из к-рых силой ВЧ-давления плазма вытеснена. Локализация эл.эктр. полей в каверне и вытеснение из неё плазмы сопровождаются уменьшением характерного размера каверны и длины волны запертых в ней плазмонов:

$$l \sim 1/k \sim 1/\sqrt{|\delta n|}$$

и как следствие — ещё большей локализацией ленгмюровской энергии. Тогда рост амплитуды поля в каверне и углубление ямы плотности носит характер взрыва $|\delta n| \rightarrow \infty$, а $l \rightarrow 0$. Это означает, что схлопывание — кол-д в сгустки — продолжается до тех пор, пока длины запертых в ней плазмонов не достигают малых значений, при к-рых становятся существенной диссипация энергии (напр., *Ландау затухание*) ленгмюровских волн. При коллапсе ВЧ-давление в центре каверны возрастает обратно пропорц. её объёму: $E \sim 1/l^3$ ($m = 1, 2, 3$ — размерность каверны). Для вытеснения необходимо преодолеть давление плазмы $\delta n l$, вытесняемой из каверны. Газокинетич. давление при коллапсе изменяется $\sim 1/l^3$, поэтому в одностороннем случае при нек-ром l установится баланс давлений и коллапс прекратится. В этих условиях модуляц. неустойчивость приводит к образованию солитонов — сгусткам плотности в ленгмюровском наполнении (см. *Солитон* в плазме).

Аперриодические неустойчивости. При увеличении амплитуды волны накачки необходимо учитывать изменение частот самих собств. волн, в особенности если одна из частот мала в сравнении с частотой исходной волны. Инкременты таких неустойчивостей превышают низкие частоты колебаний, а сама неустойчивость имеет аперриодич. характер. Условия резонанса меняются, однако неустойчивости относятся к тем же зонам Маттьё, что и распадающая П. н., поэтому эти неустойчивости часто наз. неустойч. в о-остимм модифицированном распада.

Тепловая П. и. Если нелинейные в диссипативных слагаемых преобладают над стрикционными, то П. н. имеют весьма низкие пороги. Так, в *низкотемпературной плазме* нелинейность в слагаемом, описывающем увеличение темп-ры за счёт джоулева нагрева плазмы, может быть ответственной за возникновение распадающей П. и. и неустойчивости модифицир. распада, наз. также тепловой П. н. Эта неустойчивость играет важную роль в параметрич. нагреве нижней ионосферы и связанном с ним распадением плазмы.

Лит.: Сидя и В. П., Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М., 1975; Основы физики плазмы, т. 5, М., 1984; В. Н. Орловский.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР — генератор эл.-магн. колебаний, представляющий собой систему, в к-рой колебания возбуждаются и поддерживаются периодически изменением её реактивного параметра (ём-

кости C или индуктивности L). См. также *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА — источник когерентного оптич. излучения, в к-ром мощная световая волна одной частоты (частоты накачки), проходя через нелинейный кристалл, преобразуется в световые волны других, меньших частот. Частоты параметрически возбуждаемых волн определяются дисперсией света в кристалле и при её изменении могут плавно перестраиваться при фиксиров. частоте накачки.

П. г. с. предложен в 1962 С. А. Ахмазовым и Р. В. Хохловым. Первые эксперим. П. г. с. были созданы в 1965 Дж. Джордмэйном (J. Giordmaine) и Р. Миллером (R. Miller), С. А. Ахмазовым и Р. В. Хохловым с сотрудниками.

Т. к. размеры нелинейного кристалла много больше длины световой волны, то процесс параметрич. возбуждения в оптике носит ярко выраженный волновой характер. Под действием эл.эктр. поля E световой волны большой интенсивности меняется диэлектрич. проницаемость ϵ нелинейного кристалла: $\epsilon = \epsilon_0 + 4\pi\chi E$, где χ — квадратичная восприимчивость (см. *Нелинейная оптика*). Если поле волны накачки $E_H = E_H \cos \chi \sin(\omega_H t - k_H x + \varphi_H)$, где $k_H = \omega_H/v_H$ — волновое число, а φ_H — нач. фаза, то диэлектрич. проницаемость модулируется по закону бегущей волны:

$$\epsilon = \epsilon_0 [1 + m \sin(\omega_H t - k_H x + \varphi_H)], \quad (1)$$

где $m = 4\pi\chi E_H/\epsilon_0$ наз. глубиной модуляции, характерная величина к-рой в оптике равна 10^{-2} – 10^{-5} . У входной грани кристалла ($x = 0$) с переменной во времени диэлектрич. проницаемостью (1) из шумов возбуждаются эл.-магн. колебания с частотами ω_1 и ω_2 и фазами φ_1 и φ_2 , связанными соотношениями

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_H, \quad \varphi_H - \varphi_1 - \varphi_2 = \pi/2 \quad (2)$$

аналогично параметрич. возбуждению колебаний в двухконтурной системе (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Колебания с частотами ω_1 и ω_2 , распространяясь в глубь кристалла в виде двух световых волн с волновыми векторами k_1 и k_2 , взаимодействуют с волной накачки. Если не принять спец. мер, то на расстоянии x оптимальные фазовые соотношения (2) изменятся вследствие дисперсии на величину $\Delta\varphi = \Delta k x$, где $\Delta k = -k_H - k_1 - k_2$ — расстройка волновых векторов, что приводит к ухудшению параметрич. возбуждения или даже его исчезновению. Поэтому необходимым условием эфф. передачи энергии от волны накачки возбуждаемым волнам на всём пути их распространения является согласование их фазовых скоростей, или волновых векторов, т. е. $\Delta k = 0$:

$$k_1 + k_2 = k_H. \quad (3)$$

Это условие, наз. условием фазового синхронизма, означает, что волновые векторы волны накачки и синхронно возбуждаемых волн образуют замкнутый треугольник.

При фазовом синхронизме амплитуды возбуждаемых, сначала слабых, волн возрастают с пройденным расстоянием за счёт энергии накачки:

$$E_{1,2} = E_0 \exp[(\Gamma - \delta)x],$$

где δ — коэф. затухания волны в линейной среде, $\Gamma = \chi E_0 \text{сеч}^{-1}(\omega_0 \omega_1/n_1 n_2)^{1/2}$ — коэф. параметрич. усиления. Исчезнув, возбуждение происходит, если поле накачки превышает порог: $E_{1,2} > (\delta \epsilon_0 v_1 v_2 / \omega_0 \omega_2)$.

Фазовый синхронизм, обеспечивающий макс. параметрич. усиление, служит своеобразным волновым фильтром, выделяющим из всего многообразия частот $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ опред. пару частот в П. г. с., удовлетворяющую (3). Из (3) следует условие для показателя преломления кристалла на частотах ω_0 , ω_1 и ω_2 : $n_H < n_1, n_2$ или $n_1 < n_H < n_2$. В кристаллах с нор-

мальной дисперсией, когда показатель преломления увеличивается с ростом частоты ω , синхронное параметрич. взаимодействие оптич. волн не осуществимо обычным способом, т. к. $n_0 > n_1, n_2$. На практике условие фазового синхронизма может быть осуществлено в анизотропных кристаллах, если использовать зависимость показателя преломления не только от частоты, но и от поляризации волны и направления распространения. Напр., в одноосном отрицат. кристалле показатель преломления обыкновенной волны n_o больше показателя преломления необыкновенной волны n_e , к-рый зависит также от направления распространения относительно оптич. оси кристалла (рис. 1). Используя дисперсию анизотропного кристалла, можно подобрать направления, в к-рых выполняется условие фазового синхронизма. В этом случае возможны два типа параметрич. взаимодействия световых волн: первый — возбуждение необыкновенной волной накачки двух обыкновенных волн:

$$2n_e(\omega_n, \theta_c) = n_o(\omega_1) + n_o(\omega_n - \omega_1);$$

второй — возбуждение необыкновенной волной накачки обыкновенной волной частоты ω_1 и необыкновенной волной частоты ω_2 :

$$2n_e(\omega_n, \theta_c) = n_o(\omega_1) + n_e(\omega_n - \omega_1, \theta_c).$$

В positif. одноосном кристалле также можно подоб-

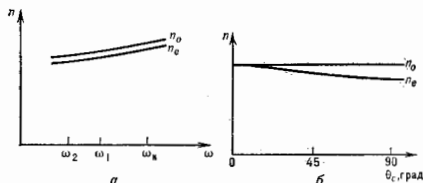


Рис. 1. Зависимости показателя преломления обыкновенной n_o и необыкновенной n_e волн от частоты (а) и направления распространения (б) в одноосном отрицательном кристалле.

рять направления, в к-рых выполняется условие (3) и обыкновенной волной накачки возбуждаются две необыкновенные или обыкновенная и необыкновенная волны:

$$2n_o(\omega_n) = n_e(\omega_1, \theta_c) + n_e(\omega_n - \omega_1, \theta_c),$$

$$2n_o(\omega_n) = n_e(\omega_1, \theta_c) + n_o(\omega_n - \omega_1).$$

Угол θ_c между направлением волновых векторов и оптич. осью кристалла, наз. углом синхронизма, является ф-цией частот накачки и одной из возбуждаемых волн. Изменяя направление распространения накачки относительно оптич. оси (поворачивая кристалл), можно плавно перестраивать частоту П. г. с. (рис. 2, а). Существуют и др. способы перестройки частоты П. г. с., связанные с зависимостью показателя преломления n от темп-ры (рис. 2, б), внеш. электр. поля и т. д.

Для увеличения мощности П. г. с. кристалл помещают внутри открытого резонатора, благодаря чему возбуждаемые волны пробегают кристалл многократно за время действия накачки (увеличивается эфф. длина взаимодействия, рис. 3). Перестройка частоты такого резонаторного П. г. с. происходит небольшими скачками, определяемыми разностью частот, соответствующих продольным модам резонатора. На практике используются одрезонаторные П. г. с., в к-рых обратная связь с помощью зеркала резонатора осуществляется только для одной из возбуждаемых волн, и двухрезонаторные П. г. с. с обратной связью на обеих частотах ω_1 и ω_2 . Порог самовозбуждения двухрезонаторного

П. г. с. определяется добротностью резонаторов Q_1 и Q_2 на частотах ω_1 и ω_2 : $m > 2\sqrt{V Q_1 Q_2}$. В одрезонаторном П. г. с. порог возбуждения выше: $m > 8\sqrt{Q_1}$,

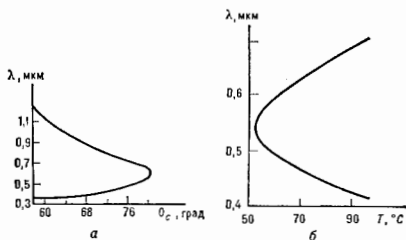


Рис. 2. Зависимость длины волн, генерируемой параметрическим генератором света, от угла синхронизма θ_c (а) и температуры T (б) при $\lambda_n = 0,266$ мкм; $e = \infty$.

однако в нём можно выполнять более плавную перестройку частоты и он менее требователен к стабильности частоты накачки и механич. вибрациям зеркал и др. элементов.



Рис. 3. Нелинейный кристалл, помещённый в оптический резонатор. Z_1 и Z_2 — зеркала, обеспечивающие обратную связь (отражение) для одной из возбуждаемых волн — одрезонаторный параметрический генератор света, или для обеих волн на частотах ω_1 и ω_2 — двухрезонаторный параметрический генератор света.

В существующих П. г. с. диапазон главной перестройки длины волн от 0,4 до 16,4 мкм перекрывается с помощью набора оптич. кристаллов, имеющих разные области оптич. прозрачности, разные нелинейности, разл. пороги разрушения (табл.).

Оптические характеристики некоторых нелинейных кристаллов, используемых в параметрических генераторах света

Материал	Диапазон прозрачности, мкм	Нелинейность $\chi^{(2)}$, 10^{-12} ед. CGSE	Пороговая интенсивность разрушения, МВт/см ²
ADP	0,2—1,1	0,8	500
KDP	0,22—1,4	0,8	500
LiNbO ₃	0,33—5,0	30	40
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅	0,4—5,0	180	10—60
Ag ₃ As ₃	0,04—13	100	20
CdSe	0,75—25	280	40

Источниками накачки служат лазеры непрерывного, импульсного и импульсно-периодич. действия и оптич. гармоника их излучения. Отд. П. г. с. обеспечивают перестройку частоты в пределах 10% от ω_n . Особую ценность П. г. с. с плавной перестройкой частоты представляют для ИК-диапазона спектра. Во мн. странах выпускаются промышленные образцы разл. П. г. с. Уникальные характеристики П. г. с. (когерентность излучения, узость спектральных линий, высокая мощность, плавная перестройка частоты) делают его основным, а порой единственным прибором для спектроскопич. исследований (активный спектроскопия и др.), а также позволяют использовать его для селективного

уменьшать l в нижнем и увеличивать в крайних положениях [при этом снова выполняется соотношение (1)], то работа внеш. силы, совершаемая в ср. за период, оказывается положительной и колебания могут раскачиваться. На П. р. основано самораскачивание на качелях, когда эфф. длина маятника периодически изменяется при преследании и вставаниях качающегося. П. р. учитывается в небесной механике при расчёте возмущений планетных орбит, вызванных влиянием др. планет.

В колебат. системах с неск. степенями свободы (напр., в системе из двух связанных контуров, маятника и др.) возможны нормальные колебания (моды) с разл. частотами ω_1, ω_2 . Поэтому колебания энергии, запасённой в к.-л. реактивном элементе, содержат не только составляющие с частотами $2\omega_1, 2\omega_2$, но и с частотами, равными суммам и разностям разл. нормальных частот. Соответственно нарастание колебаний здесь возможно как при выполнении условия (1) для любой из нормальных частот, так и, напр., при изменении параметра с суммарной частотой:

$$\omega_H = \omega_1 + \omega_2.$$

П. р. приводит к самовозбуждению обоим нормальным колебаниям с опред. соотношением фаз. Резонансная связь мод возможна также при $\omega_H = \omega_1 - \omega_2$, однако при этом вместо самовозбуждения происходит лишь периодич. перекатка энергии между модами. Соотношение (2) выражает закон сохранения энергии при распадке кванта «качки» с энергией $h\omega$ на два кванта: $h\omega_1$ и $h\omega_2$. Отсюда следует также, что мощность P_H , поступающая в колебат. систему на частоте ω_H , и мощности P_1, P_2 , потребляемые на частотах ω_1 и ω_2 , пропорц. соответствующим частотам (частный случай т. н. соотношений Мэнли — Роу):

$$P_H/\omega_H = P_1/\omega_1 = P_2/\omega_2.$$

В колебат. системах с распределёнными параметрами, обладающих бесконечным числом степеней свободы, также возможно возбуждение нормальных колебаний в результате П. р. Классич. пример — опыт Мельде (1859), в к-ром наблюдалось возбуждение поперечных колебаний (стоячих волн) в струне, прикреплённой одним концом к



Рис. 4. Параметрическое возбуждение колебаний струны.

ножке камертона, колебания к-рого периодически мелируют натяжение струны (рис. 4) с частотой, вдвое больше частоты собств. поперечных колебаний. П. р. может приводить к раскачке изгибных колебаний вращающихся валов. Др. пример — опыт Фарадея (1831), в к-ром вертикальные колебания сосуда с водой приводят к возбуждению стоячей поверхностной волны с удвоенным периодом.

Существ. особенность П. р. в волновых системах состоит в том, что его эффективность зависит от соотношения между законом изменения параметров системы в пространстве и пространственной структурой волн. Напр., если накачка, изменяющая параметры среды, представляет собой бегущую волну с частотой ω_H и волновым вектором k_H , то возбуждение пары нормальных волн с частотами ω_1, ω_2 и волновыми векторами k_1, k_2 осуществляется, если выполняются условия П. р. как во времени, так и в пространстве:

$$\omega_H = \omega_1 + \omega_2; \quad k_H = k_1 + k_2. \quad (4)$$

В предельном случае бесконечно большой фазовой скорости волны накачки $V = \omega_H/k_H$ ($k_H \rightarrow 0$ при конечном ω_H) условия (4) дают $k_2 \rightarrow -k_1$, и в простейшем случае $\omega_1 = \omega_2 = \omega_H/2$, т. е. нарастать может стоячая волна на половинной частоте. В другом предельном случае ($\omega_H \rightarrow 0$ при конечном k_H , $V = \omega_H/k_H \rightarrow 0$, $\omega_2 \rightarrow \omega_1$) равенства (4) сводятся к условию резонансного (брагговского) отражения от неподвижной периодич. неоднородности среды; здесь полная энергия сигнала остаётся постоянной, а происходит его отражение (непроникающие) периодич. структурой.

На квантовом языке условия (4) означают, что при распадке кванта накачки сохраняются как энергия, так и импульс ($h k$). Нарастание амплитуд волн во времени и в пространстве (распадная неустойчивость) также ограничивается нелинейными эффектами: если значит. часть энергии накачки израсходована на возбуждение этих волн, то возможен обратный процесс — рост энергии накачки за счёт ослабления волн на частотах ω_1, ω_2 ; в среде без потерь такой обмен энергией происходит периодически.

Возможны также многоволновые процессы, когда во взаимодействии участвует большее число волн. Параметрич. и нелинейные резонансные взаимодействия волн характерны, напр., для разл. типов волн в плазме, мощных световых волн (см. *Параметрический генератор света*), волн в электронных пучках и др. волновых процессах.

Лит.: М а н д е л ь ш т а м Л. И., Л е н ц и н по теории колебаний, М., 1972; Основы теории колебаний, 2 изд., М., 1988; Р а б и н в и ч И. И., Г р у б е ц к и й В. Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

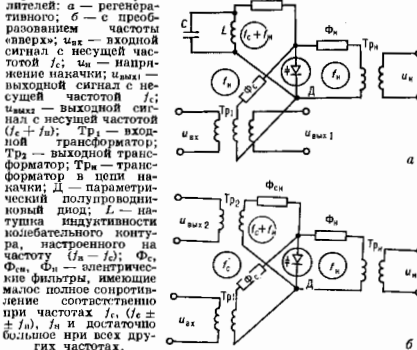
Л. А. Островский, Н. С. Степанов.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ — радиолентронное устройство, в к-ром усиление сигнала по мощности осуществляется за счёт энергии внеш. источника (т. е. генератора накачки), периодически изменяющего ёмкость или индуктивность нелинейного реактивного элемента электрич. цепи усилителя. П. у. применяют гл. обр. в радиоастрономии, дальней космич. и спутниковой связи и радиолокации как маломощный усилитель слабых сигналов, поступающих на вход радиоприёмного устройства, преим. в СВЧ-диапазоне. Чаще всего в П. у. в качестве реактивного элемента используют параметрич. полупроводниковый диод (ППД).

Кроме того, в СВЧ-диапазоне применяют П. у., работающие на электронно-лучевых лампах, в области низких (звуковых) частот — П. у. с ферромагн. (ферритовым) элементом.

Наиб. распространение получили двухчастотные (или двухконтурные) П. у. в сантиметровом диапазоне — регенеративные усилители с сохранением частоты (рис. а), на дециметровых волнах — усилители — преобразователи частоты (рис. б) (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*). В качестве приёмного колебат. контура и колебат. контура, настроенного на всомогательную, или «холостую», частоту (равную чаще всего разности или сумме частот

Эквивалентные схемы параметрических усилителей:



сигнала и генератора накачки), в П. у. обычно используют объёмные резонаторы, внутри к-рых располагают ППД. В генераторах накачки применяют *лазерно-проходный диод, Ганна диод*, варакторный умножитель частоты и резе отражат. клистронов. Частота накачки и «холодовая» частота выбираются в большинстве случаев близкими к критич. частоте $f_{кр}$ ППД (т. е. к частоте, на к-рой П. у. перестаёт усиливать); при этом частота сигнала должна быть значительно меньшей $f_{кр}$. Для получения мин. шумовых тем-р (10–20 К и менее) применяют П. у., охлаждаемые до тем-р жидкого азота (77 К), жидкого гелия (4,2 К) или промежуточных (обычно 15–200 К); у неохлаждаемых П. у. шумовая тем-ра 20–500 К и более. Максимально достижимые коэф. усиления и полосы пропускания П. у. определяются в осн. параметрами реактивного элемента. Реализованы П. у. с коэф. усиления мощности призматического сигнала, равными 10–30 дБ, и полосами пропускания, составляющими 10–20% несущей частоты сигнала.

П. у. вытесняются транзисторными малошумящими СВЧ-усилителями, как охлаждаемыми, так и неохлаждаемыми, однако продолжают использоваться в миллиметровом диапазоне радиоволн, где они всё ещё превосходят транзисторные усилители.

Лит.: Эткин В. С., Гершензон Е. М., Параметрические системы СВЧ на полупроводниковых диодах, М., 1964; Девухин В. М., Ровин А. С., Электронно-лучевые параметрические усилители, М., 1968; СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение, пер. с англ., М., 1972; Полупроводниковые параметрические усилители и преобразователи СВЧ, М., 1983.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА — неупругое рассеяние света в однородной нелинейной среде, параметры к-рой (диалектр. проницаемости) модулируются световой волной. П. р. характеризуется след. особенностями: а) широким непрерывным спек-

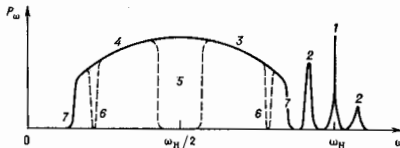


рис. 1. Примерный вид спектра рассеяемого в нелинейном кристалле излучения: 1 — разесное рассеяние; 2 — комбинационное рассеяние на поляритонах и оптических фононах; 3 — сигнальное параметрическое рассеяние; 4 — холодное параметрическое рассеяние; 5 — провал в области $\omega_n/2$ из-за отсутствия синхронизма; 6 — эффект «единерации» кристалла из-за прохождения квадратичной нелинейности через нуль при смене знака; 7 — отсутствие синхронизма при уменьшении показателя преломления для холодной волны.

ром рассеянного излучения, не зависящим от собств. частот атомов и молекул (рис. 1); б) зависимостью частоты рассеянного света от угла рассеяния (направление наблюдения); в) рассеянный свет состоит из коррелированных пар фотонов («бифотонов») и является «сжатым», т. е. имеет неодинаковую дисперсию квадатурных амплитуд (см. *Сжатое состояние света*). П. р. наз. также параметрич. люминесценцией, параметрич. преобразованием частоты света и т. п.

П. р. объясняется спонтанным распадом фотонов падающего света на пары фотонов с меньшими энергиями в результате взаимодействия эл.-магн. поля с веществом. Состояние вещества при этом не изменяется (в отличие от большинства др. видов неупругого рассеяния), поэтому выполняется закон сохранения энергии для фотонов:

$$\hbar\omega_n = \hbar\omega + \hbar\omega', \quad (1)$$

где ω_n — частота падающего света, ω и ω' — частоты рассеянного света. Вынужденный процесс типа (1) лежит в основе действия *параметрических генераторов*

света и параметрич. усилителей. Для спонтанного П. р. используются также термпология, принятая для вынужденных параметрических процессов; падающая волна наз. накачкой (частоты ω_n), а рассеянные волны наз. сигнальной (частоты ω , её обычно наблюдают в эксперименте) и холодной (частоты ω' , обычно ненаблюдаема).

Для эффективного П. р. необходимо выполнение условий *фазового синхронизма*:

$$k_n = k + k', \quad (2)$$

здесь k_n , k , k' — волновые векторы накачки, сигнала и холодной волны в веществе (рис. 2). Так как $k =$

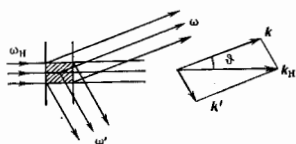


рис. 2. Параметрическое рассеяние при распространении света в диелектрических кристаллах: фотоны распадаются на пары фотонов с меньшими энергиями и частотой, зависящей от направления распространения.

$= \omega/c$, то определ. соотношения устанавливаются и между показателями преломления среды (чаще кристалла) для частот ω_n , ω и ω' . Для выполнения условия фазового синхронизма используют зависимость показателя преломления не только от углов распространения, но и от типа поляризации; напр., если волна накачки всеобщезнаковая, а рассеянные волны обыкновенные, то при фиксиров. угле θ между направлением луча накачки и оптич. осью кристалла частота ω зависит только от угла рассеяния θ (рис. 3).

П. р. можно описать феноменологически с помощью макроско-

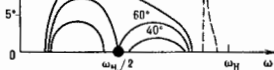


рис. 3. Связь между частотой рассеянного излучения и направлением его распространения θ при различных ориентациях кристалла. Штриховые линии относятся к рассеянию на оптических фононах и поляритонах; кружком отмечен коллинеарный синхронизм при генерации второй гармоники.

пич. ур-ний Максвелла и понятия *нелинейной восприимчивости* среды. Если в среде с квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$ распространяются две волны с частотами ω_n и ω' , то возникает третья — сигнальная волна с разностной частотой $\omega = \omega_n - \omega'$. Её интенсивность в фотонах на моду, т. е. спектральная яркость в единицах $\hbar\omega^3/8\pi^3c^3 \equiv B_{\omega\omega'}^{(0)}$, имеет вид:

$$N_k = F_k(N_k + 1). \quad (3)$$

Здесь F_k — коэф. параметрич. преобразования холодных волн в сигнальные, принимающий макс. значение на поверхности синхронизма. Единица, добавленная к интенсивности N_k' холодной волны, описывает эффект П. р., интенсивность к-рой в фотонах на моду численно равна, т. о., коэффициенту параметрич. преобразования.

П. р. можно также трактовать как рассеяние падающего света накачки на квантовых флуктуациях холодного поля среды, напр. на поляритонах. Колебания ионов в решётке кристалла сопровождаются колебаниями эл.-магн. поля внутри кристалла; поляритон — это квант макроскопич. (усреднённого) поля, т. е. фотон в среде, поэтому о П. р. иногда говорят как о «рассеянии света на свете» по аналогии с рассеянием света на свете (*Майделштата — Бриллюэна рассеяние*). Однако обычно термин «рассеяние света на свете» отно-

гия $F = F(V, T)$, энергия Гиббса $G = G(P, T, N)$, N — число частиц. Для многокомпонентных систем нужно учитывать ещё доли. П. с. с. концентрации компонент c_i или их хим. потенциалы μ_i . Для многофазных систем каждая фаза описывается своим парциальным термодинамич. потенциалом (см. Гиббс *практик. курс*).

ПАРАПРОЦЕСС (истинное намагничивание) — возрастание во внеш. магн. поле H abs. величины намагниченности M на завершающем этапе *намагничивания* ферро- и ферримагнетиков (после процессов «смещения» и «вращения»). П. обусловлен ориентацией в поле H элементарных носителей магнетизма (спиновых и орбитальных магн. моментов атомов или ионов), оставшихся неупорядоченными вследствие дезорганизующего действия теплового движения. На этапе П. намагниченность M под действием внеш. поля стремится приблизиться к величине abs. насыщения M_0 , т. е. к намагниченности, к-рую имел бы ферри- или ферромагнетик при $T = 0$ К. П. в большинстве случаев даёт малый прирост намагниченности, поэтому практически процесс намагничивания считают законченным при достижении тех. насыщения. Воляиз точки Кюри, где роль процессов «смещения» и «вращения» уменьшается, а П., наоборот, увеличивается (следствие увеличения числа магн. моментов атомов, рауупорядоченных возрастающим тепловым движением), оно почти полностью определяет характер намагничивания ферро- и ферримагнетиков.

Отличие П. от обычного парамаг. намагничивания, наблюдаемого, напр., в ферромагнетиках выше точки Кюри, состоит в том, что магн. восприимчивость П. χ с повышением темп-ры T не падает, а возрастает (особенно интенсивно при приближении к Кюри точке). «Ферромагнитный» характер П. обусловлен тем, что в ферро- и ферримагнетиках на магн. моменты носителей магнетизма действуют мощные обменные силы (см. *Обменные взаимодействия в магнетитах*), тогда как в обычных парамагнетиках взаимодействие между магн. моментами мало. В случае изотропных обменных сил, напр. в кубич. ферро- и ферритах, кристаллах, χ не зависит от направления относительно кристаллографич. осей. В др. случаях, напр. у гексагональных кристаллов редкоземельных ферромагнетиков, наблюдается анизотропия χ , т. к. здесь имеет место анизотропия обмного взаимодействия. Изменения свойств ферро- и ферримагнетиков (магнитострикция, гальваномагнитный, магнитокалорич. и др. эффекты) при П. характеризуются рядом особенностей (см. *Магнитострикция, Магнитокалорический эффект*). В редкоземельных ферритах-гранатах сильной T . возмущает не только воляиз точки Кюри, но и в области низких темп-р за счёт упорядочения внеш. магн. поля магн. моментов редкоземельных ионов, находящихся в слабом обменном поле. В ряде ферритов-шпинелей в области низких темп-р внеш. магн. поле может разрушить неколлинеарное расположение магн. моментов подрешеток, что также даёт возрастание χ . Сильный П. при низких темп-рах возникает в зонных ферромагнетиках (GdCo₅ и др.) за счёт расщепления полем H зоны 3d-электронов на подзоны со спином «вверх» и «вниз».

Лит.: Акчулов И. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; его же с Ферритах в сильных магнитных полях, М., 1972; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Белов К. П., Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках, М., 1990.

ПАРАСТАТИСТИКА — статистика тождественных частиц, когда их число в симметричном (п а р а ф е р м и - с т а т и с т и к а) или антисимметричном (п а р а б о з е - с т а т и с т и к а) состоянии не превосходит нек-рого заданное целое число $p > 1$, называемое порядком парастатистики. П. является обобщением ферми- и бозе-статистик (см. Ферми—Дирака статистика, Бозе—Эйнштейна статистика), к-рые также можно определять как статистики, когда число частиц в симметричном состоянии для ферми-статистики и в антисимметричном состоянии для бозе-статистики не

может превосходить число $p = 1$; отсюда следует, что волновые ф-ции в тождеств. частиц для ферми-статистики могут быть только антисимметричными, а для бозе-статистики — только симметричными, что совпадает с обычным определением этих статистик. Для П. каждому состоянию системы n тождеств. частиц отвечает не одна, а p в е с к. волновых ф-ций, образующих векторы одного из p -мерных неприводимых представлений группы перестановок S_n . Среднее от к.-л. наблюдаемой определяется как след по данному представлению. При этом перестановки аргументов тождеств. частиц не приводят к наблюдаемым эффектам. Однако определённые линейные комбинации операторов перестановок — х а р а к т е р ы — являются наблюдаемыми и неприводимыми представлениями S_n классифицируются по их собствен. значениям.

Для систем тождеств. частиц должен выполняться т. и. кластерный закон: при удалении одной или p в е с к. частиц на достаточно большое расстояние подсистема из оставшихся частиц должна описываться волновой ф-цией, допустимой данной статистикой частиц. Пределу $p \rightarrow \infty$ соответствует бесконечные статистики, к-рые описываются произвольными неограниченными *Юнга* схемами. Конечным статистикам (p ограничено) отвечают схемы Юнга либо с ограниченным числом столбцов (фермиподобные статистики), либо с ограниченным числом строк (бозеподобные статистики). Существует недоказанное предположение, что бесконечным статистикам отвечает классич. статистика Максвелла — Больцмана. Конечные парафери-статистики ($1 < p < \infty$) занимают промежуточное положение между ферми- и бозе-статистиками, и по этой причине их наз. также промежуточными статистиками Джентиле [по имени Д. Джентиле (D. Gentile), впервые предложившего их в 1940]. Соответствующему гипотетич. парагазу свойственно наличие как *ферми-энергии*, так и *Бозе — Эйнштейна конденсации*.

При вторичном квантовании парастатистикам соответствуют квантовые паранола, удовлетворяющие в общем случае т. п. п а р а к о м м у т а ц. с о о т н о ш е н и я м Грина [Х. С. Грин (H. S. Green), 1953]. Эти соотношения имеют трилинейную форму. Напр., для спиновой Дирака поля $\psi(x)$, квантовому по Грину:

$$\begin{aligned} [[\Psi^\dagger(x), \psi(y)], \psi(z)] &= -2\delta(x-z)\psi(y), \\ [[\psi(x), \psi(y)], \psi(z)] &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и т. д., при одинаковых временах $x_0 = y_0 = z_0$, где $\delta(x)$ — Дирака функция, квадратные скобки означают коммутатор, а крест — эрмитово сопряжение $\{x = (x_0, \mathbf{x}), y = (y_0, \mathbf{y}), z = (z_0, \mathbf{z})$ — точки пространственно-временные; используются система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Можно показать, что для этих соотношений при фиксированном p существует представление, характеризуемое единств. вакуумным состоянием, хотя (при $p > 1$) имеется и бесконечное множество др. неприводимых представлений, основанных на выродженных векторах состояния с отличным от нуля числ. числом частиц.

С триновскими соотношениями (1) связаны Ли алгебры ортогональной (в случае парафери-статистики) и симплектической (в случае парабозе-статистики) групп в бесконечномерных пространствах [С. Камерфут (S. Kamefuchi), Акахаши (Y. Akahashi), 1962]. Обычным статистикам соответствуют спиновые представления этих групп, тогда как П. — представления с p спиновыми индексами. На этой основе параполе любого порядка можно представить в виде суммы обычных фермионных или бозонных полей, удовлетворяющих, однако, аномальным взаимным коммутат. соотношениям (т. и. а н а л г Г р и н а):

$$\psi(x) = \sum_{\alpha=1}^p \psi^\alpha(x),$$

$$\begin{aligned} [\Psi^A(x), \Psi^{B+}(y)]_{\epsilon_{AB}} &= \delta_{AB} \delta(x-y), \\ [\Psi^A(x), \Psi^B(y)]_{\epsilon_{AB}} &= [\Psi^{A+}(x), \Psi^{B+}(y)]_{\epsilon_{AB}} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

при равных временах $x_0 = y_0$. Индекс $\epsilon_{AB} = (1 - \delta_{AB})\epsilon$ означает коммутатор, если он равен -1 , и антикоммутатор, если он равен $+1$; $\epsilon = -1$ или $+1$ соответственно для параферми- и парабозе-статистик; $\delta_{AB} =$ символ Кронекера. На основе такого представления параллель доказана теорема о том, что любая теория паракварков эквивалентна теории p -кратно вырожденных свободных обычных полей, обращающихся в общем случае глобальной внутренней симметрии $SO(p)$, а при ограниченном выборе допустимых наблюдаемых — $SU(p)$. На этой основе для конечных p доказана также обобщённая Паули теорема о связи спина со статистикой: частицы с полуцелым спином подчиняются парафермистатистике, а частицы с целым спином — парабозестатистике. Т. о., теория p и параллель приводится к случаю обычных статистик и обычных полей, вырожденных по вектор-внутр. степени свободы. Обратное утверждение в общем случае несправедливо: не всякая внутр. симметрия может быть перемургулирована на языке параллелей. В особенности это относится к калибровочной симметрии (симметрии относительно калибровочных преобразований).

Теория параллелей получила особое развитие в связи с созданием кварковой модели строения адронов. Для решения проблемы помещения трёх кварков в одно и то же квантовомеханич. состояние О. У. Гринберг (O. W. Greenberg, 1964) выдвинул гипотезу о подчинении кварков параферми-статистике 3-го порядка. Однако оказалось, что последоват. переход к калибровочной симметрии в рамках параллелей приводит к теории, эквивалентной калибровочной симметрии $SO(3)$, к-рая отличается от квантовой хромодинамики наличием только трёх цветовых и возможностью существования бесцветных дикварковых состояний, экспериментально не обнаруженных. По этой причине гипотеза паракварков либо должна быть полностью заменена гипотезой о фвз. цветовой кварковой симметрии $SU(3)$ (см. Цвет), либо для включения последней в рамках параллелей их теория должна быть существенно расширена. Такое расширение достигается включением в анаэз Грина произведения обычных фермионов (или бозонов) полей на элементы комплексной Клиффорда алгебры:

$$\psi(x) = \sum_{A=1}^p \Psi^A(x) \epsilon_A,$$

$$\epsilon_A \epsilon_A^+ + \epsilon_B^+ \epsilon_B = \delta_{AB}, \quad \epsilon_A \epsilon_B + \epsilon_B \epsilon_A = \epsilon_A^+ \epsilon_B^+ + \epsilon_B^+ \epsilon_A^+ = 0.$$

В силу последнего свойства (ильпотентности) в такой теории нельзя непосредственно рассматривать системы с более чем p частиц, но можно рассматривать нек. систем с числом частиц, не большим p в каждой из них. Иное обобщение параллелей основывается на аналогичной конструкции, где в качестве ϵ_A берутся элементы неассоциативной алгебры октонионов. В этом случае однозначно фиксируется порядок p . («цвет») $p = 3$, однако возникает проблема построения гильбертова пространства векторов состояний.

Лит.: Д и р а н П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979, с. 280—96; Г о р ю н о в А. Б., Парастатистика и внутренние симметрии, «СЧАЯ», 1983, т. 14, в. 5, с. 1229.
П А Р А Э Л Е К Т Р И К И — диэлектрики, для к-рых величина зависимости поляризации P от электрич. поля E проявляется уже в слабых полях и является безгистерезисной. К П. относятся, в частности, сегнетоэлектрики в неполярной фазе вблизи темп-ры Кюри. Электрич. уравнение состояния здесь можно представить в виде

$$E = AP + BP^3,$$

причём величина A аномально мала (обращается в

нуль в точке сегнетоэлектрич. перехода 2-го рода). Др. причиной сильной нелинейности П. может быть структурный фазовый переход, возникающий в кристалле при наложении уже относительно небольшого электрич. поля (см. Литтегнетовая физика).

П А Р А Э Л Е К Т Р И Ч Е С К И Й Р Е З О Н А Н С — резонансное поглощение радиоволн, связанное с переориентацией электрич. дипольных моментов (ЭДМ) частиц вещества во внеш. электрич. полях; электрич. аналог магнитного резонанса. Первые наблюдения относятся к 1866.

В кристалле могут существовать дефекты, обладающие ЭДМ. Это прежде всего примесные молекулы, к-рые обладают ЭДМ даже в свободном состоянии (напр., OH^- , CN^-). В кристалле они могут ориентироваться лишь в определённых (энергетически эквивалентных) направлениях в соответствии с симметрией окружения. К др. типу дефектов относятся т. н. вентральные ионы, замещающие в кристалле более тяжёлые ионы (напр., Li^+ в KCl). Равновесные положения примесных ионов смещены относительно узлов, с чем и связано появление ЭДМ. В соответствии с симметрией кристалла может быть нек. (4, 6, 8, 12) энергетически эквивалентных равновесных положений.

Наличие у дефектов эквивалентных положений приводит к вырождению состояний, между этими состояниями происходит туннельные переходы. В результате возникает расщепление уровней. Внеш. пост. электрич. поле смещает (дополнительно расщепляет) эти уровни, появляется возможность ими управлять. Если к кристаллу дополнительно приложить ещё и перем. электрич. поле, возникают квантовые переходы с поглощением или излучением эл.-магн. волн. Переходы осуществляются резонансно, на опред. частоте, соответствующей разности энергий между двумя уровнями. Это явление и принято называть П. р. Характерная область частот П. р. — диапазон СВЧ (10^{10} — 10^{11} Гц).

Наряду с описанными выше П. р. существуют родственные этому явлению эффекты, встречающиеся иногда то же название. Так, мн. парамагн. центры, расположенные в местах кристаллич. решётки, не являющиеся центрами инверсии (напр., Fe в узле или междуузлия Si), обладают отличным от нуля ЭДМ. Энергетич. структура таких дефектов чувствительна не только к внеш. магн. полям, но и к внеш. электрич. полям. Поэтому условия резонанса в них можно осуществлять изменяя внеш. статич. электрич. поля, а переходы между уровнями — перем. электрич. полем. Это позволяет комбинировать магн. поля с электрическими.

Открытие П. р. и связанных с ним явлений привело к созданию нового направления в физике твёрдого тела — э л е к т р и ч е с к о й р а д и о с п е к т р о с к о п и и. Её задачи совпадают с задачами магн. радиоспектроскопии: изучение диполь-решётчного и диполь-дипольного взаимодействий, ширины резонансных линий, роли веш. воздействий, природы дефектов и их окружения и т. д. Это направление находит и практич. применение: созданы генераторы гипервакуа, низкотемпературные термометры, разработан метод параллелич. адиабатич. охлаждения.

Лит.: Электрические эффекты в радиоспектроскопии, М., 1981; Н о в и л а е в У. Х., С а б у р о в а Р. В., Параэлектрический резонанс, М., 1982.
П А Р А Я К О Н В Е Р С И Я — см. в ст. Конверсия инертных газов.

П А Р Н И К О В Ы Й Э Ф Ф Е К Т в атмосферах планет и т — повышение темп-ры внутр. слоёв атмосферы и поверхности планеты, обусловленное тем, что атмосфера более прозрачна для падающего солнечного излучения, чем для уходящего теплового излучения поверхности (и своего собственного). Энергия, получаемая планетой от Солнца за единицу времени, равна энергии, излучаемой в космич. пространство (если пренебречь тепловым потоком из недра планеты). Последний характеризуется ср. эффективной температурой

ПАРТОНЫ (от лат. parts, род. падеж partis — часть) — общее название составляющих адрона, проявляющихся в процессах с большой передачей импульса (в жестких процессах), а также в множественных процессах. Модель П. предложена Р. Фейнманом (Р. Feynman) в 1969 для объяснения различия в характере поведения сечений высокоэнергетич. упругого рассеяния и глубоко неупругого рассеяния электрона на протоне на большие углы: упругий процесс происходит как на протяженном объекте, а глубоко неупругий — как на точечном. Фейнман объяснил это различие, предположив, что протон состоит из точечных частиц — П., к-рые проявляются во взаимодействии лишь при больших переданных импульсах (т. е. на малых расстояниях). Дальнейшее изложение партонной модели и сопоставление её предсказаний для жестких процессов с экспериментом позволило отождествить П. с кварками и глюонами, взаимодействие к-рых описывается квантовой хромодинамикой (КХД).

Согласно кварковой модели, адрон состоит либо из трех кварков, либо из кварка и антикварка. В квантовой теории поля из-за эффекта поляризации вакуума каждый кварк (антикварк) окружен облаком глюонов и кварк-антикварковых пар. Вседствие этого релятивистский адрон в модели П. представляется как когерентная совокупность бесконечного числа кварков, антикварков и глюонов. При этом разность чисел кварков и антикварков каждого типа (аромата), т. е. число валентных кварков, конечно и определяет аддитивные квантовые числа адрона (электрич. заряд, странность, барионное число и т. д.). Так, протон содержит два валентных *u*-кварка, один валентный *d*-кварк, а также море кварк-антикварковых пар (т. н. морских кварков и антикварков) и глюонов.

Каждый нач. адрон участвует в реакциях лишь одним, активным П., несущим (приближенно, с точностью до M^2/Q^2 , где M — масса адрона, а $Q^2 = M^2$ — квадрат характерной передачи 4-импульса в жестком процессе) нек-рую долю x продольного 4-импульса p адрона (используется система единиц, в к-рой $c = 1$). Т. о., 4-импульс k партона равен: $k = xp + k_T$, где k_T — поперечная составляющая 4-импульса П. ($p \cdot k_T = 0$). Плотность числа П. сорта a в адроне A наз. функцией распределения $f_{a/A}(x)$.

Рассеянные, активные, П. и невзаимодействовавшие «остатки» нач. адронов (совокупность p с активными П., или П.-спектров, от англ. spectator — наблюдатель) превращаются в струи адронные, имеющие тот же импульс, ср. электрич. заряд, барионное число и др. сохраняющиеся квантовые числа (за исключением цвета), что и породивший их П. (или остаток адрона). Плотность распределения числа адронов A в струе по долям x продольной компоненты 4-импульса (относительно 4-импульса исходного партона a) описывается функцией фрагментации $D_{A/a}(z)$.

Напр., глубоко неупругий процесс рассеяния электрона на протоне выглядит в модели П. след. образом. Электрон с 4-импульсом l упруго рассеивается на П. с 4-импульсом xp и приобретает 4-импульс l' (рис. 1; γ^* — виртуальный фотон). Далее рассеянный П. и пассивный остаток протона превращаются в две адронные струи, одна из к-рых летит в направлении виртуального фотона, а другая — в направлении первичного протона. Т. к. соударение упругое, то массы начального и конечного П. равны, т. е. $(q + xp)^2 = x^2 p^2$, где $q = l' - l$ — переданный партону 4-импульс. Отсюда следует, что рассеивающийся электрон взаимодействует только с П., несущим долю x импульса, равную $x = Q^2/(2/pq)$, где $Q^2 = -q^2$. Если $f_{a/p}(x)$ — число таких П. сорта a в протоне p , а c_a — заряд партона a (в единицах элементарного электрич. заряда), то дифференц.

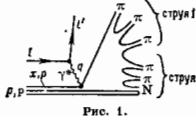


Рис. 1.

сечение глубоко неупругого рассеяния (ГНР) равно:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \sum_a \left(\frac{d\sigma}{dQ^2}\right)_{\text{упр}} f_{a/p}(x),$$

где $(d\sigma/dQ^2)_{\text{упр}} \sim \alpha_e^2 / (Q^2)^2$ — сечение упругого рассеяния электрона на точечной частице ($\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры). Т. о., структурные функции ГНР в модели П., в отличие от факторов упругого рассеяния, зависят только от отношения $Q^2/2pq$.

Аналогично ГНР рассматриваются и др. жесткие процессы, напр. рождение пары мюонов с большой относит. энергией в адрон-адронном соударении: $A + B \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$, где X — совокупность вторичных адронов (рис. 2, а) или рождение адрона (С) с большим поперечным относит. к оси соударения импульсом: $A + B \rightarrow C + X$ (рис. 2, б; g — глюон). Сечение каждого из

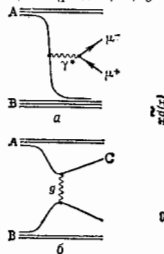


Рис. 2.

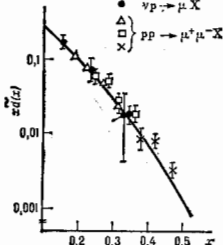


Рис. 3.

них определяется ф-циями распределения П. в исходных адронах A и B и ф-цией фрагментации рассеянного П. в конечный адрон C , к-рые не зависят от вида процесса, и сечениями партоновых подпроцессов — аннигиляции П. и (морского) антипартона в пару $\mu^+ \mu^-$ в первом случае и П.-партонным рассеянием — во втором. Т. о., модель П. даёт возможность установить связь между сечениями разл. процессов. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведено сравнение распределений антикварков \bar{d} в протоне, полученных из процессов ГНР нейтрно на протоне и рождения пары.

Модель П. используется также для феноменол. описания множественных сечений рождения мезонов M с малыми поперечными импульсами в области фрагментации и низионными множественными процессами. В качестве подпроцессов используются реакция слияния кварка (или антикварка) фрагментирующего адрона с антикварком (кварком) из моря второго адрона (рис. 4, а) или из вакуума (рис. 4, б), а дифференц. сечение пропорц. распределению кварков в фрагментирующем адроне в первом случае и произведению соответствующих распределений — во втором. Сам же подпроцесс слияния характеризуется нек-рой феноменол. константой.

Равенство аддитивных зарядов адрона и его импульса сумме зарядов и продольных составляющих импульсов П. и аналогичное равенство для адронов партоновой струи приводит для ф-ций распределения и фрагментации в зарядовым и импульсным предскам сумм:

$$\sum_a c_a \int_0^1 f_{a/A}(x) dx = C_A; \quad \sum_a C_A \int_0^1 D_{A/a}(z) dz = C_a; \quad (1)$$

$$\sum_a \int_0^1 x f_{a/A}(x) dx = 1; \quad \sum_a \int_0^1 z D_{A/a}(z) dz = 1, \quad (2)$$

где $c_0(C_A)$ — величина сохраняющегося заряда (электрич. заряда, барионного числа и др.) нуклона A (ядра нуклеона), а суммирование производится по всем сортам Π и антинуклонов (адронов и антиадронов).

Поведение f -ций распределения кварков- Π в области малых x может быть связано с поведением полных сечений фотопоглощения виртуального γ -кванта на адроне при большой полной энергии в системе центра инерции $\epsilon_{ц.и.} \approx \sqrt{Q^2}$ и определяется в *Реже* *полюсов* *методе* обменом режисом для валентных кварков- Π .

q_V , т. е. для комбинации распределений $q_V(x) = |q_A(x) - \bar{q}_A(x)|$, и обменом *помером* для морских Π , т. е. для комбинации $O(x) = |q_A(x) - q_V(x)$ (совпадающей с плотностью распределения виртуальных пар кварк-антикварк) и глюонов. Вследствие этого указанные комбинации ведут себя в пределье $x \rightarrow 0$ соответственно как $1/\sqrt{x}$ и $1/x$. В др. пределье $x \rightarrow 1$ оно связано со степенью убывания фактора адрона с ростом Q^2 и, согласно *кваркового счёта* *правилам* (см. также *Атомодельная асимптотика*), определяется числом $n_{\text{пасс}}$ пассивных кварков- Π :

$$f(x) \sim (1-x)^{2n_{\text{пасс}}-1}.$$

Напр., для распределения валентных u -кварков в протоне это даёт $u_V(x) \sim (1-x)^2$ ($n_{\text{пасс}} = 2$), а для морских кварков и антикварков $O(x) \sim (1-x)^4$ ($n_{\text{пасс}} = 4$). Аналогичные предельные поведения с заменой x на $1-x$ справедливы и для f -ций фрагментации.

Наилучшим процессом для эксперим. измерения кварк-нуклоновых распределений является ГНР нейтрино и антинейтрино, k -рые взаимодействуют с разными кварками: нейтрино с d - и u -кварками, антинейтрино с \bar{d} и \bar{u} . Эти распределения для валентных u -кварков $z u_V(x)$ и морских антикварков $z(\bar{d}(x) + \bar{s}(x))$ в протоне показаны на рис. 5, а. Видно, что импульсный спектр морских кварков мягче спектра валентных кварков;

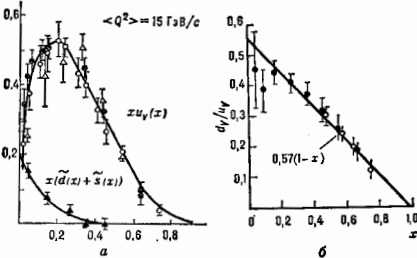


Рис. 5.

это качественно согласуется с использованными ранее представлением о нуклоне, как о состоянии из центр. ядра (керна), окруженного облаком мезонов. На рис. 5(б) показано отношение распределений $d_V(x)/u_V(x)$. Сплошные линии — простейшие параметризации этих распределений:

$$z u_V(x) = 2,04 \sqrt{x} (1-x)^{2,5};$$

$$d_V(x)/u_V(x) = 0,57(1-x);$$

$$z O(x) = 0,1(1-x)^6.$$

Из этих данных видно, что валентные кварки несут ок. 35% полного импульса протона, морские — ок. 10%. Остальные 55% приходятся на долю глюонов. Непосредственно распределение глюонов измеряется в процессе рождения тяжёлых кварконов (например,

J/ψ -частицы) в ГНР (рис. 6) и имеет вид $z g(x) \approx 3,3(1-x)^2$.

Для измерения распределения Π в других (нестабильных) частицах используется процесс рождения мюонных пар (рис. 2, а).

Для измерения f -ций фрагментации наиб. подходящим процессом считается рождение адронных струй в процессе e^+e^- -анигиляции.

Модель Π для жёстких процессов получила теоретич. обоснование и уточнение в КХД, где она является следствием свойства факторизации сечений жёстких процессов. Уточнения сводятся к слабой (логарифмич.) зависимости f -ций распределений и фрагментации от Q^2 , k -рая определяется ур-ниями эволюции кварков- Π , α_s от Q^2 и к отходу от точности Π , т. е. к учёту неургуных подпроцессов и *радиационных поправок* по теории возмущений КХД.

Ур-ния эволюции приводят к росту структурных f -ций с увеличением Q^2 в области малых x , $x < 0,2$, при этом ср. доля импульса валентных кварков уменьшается, а ср. доли импульса морских кварков и глюонов стремятся к пост. значениям, равным $3\pi_j/16 + 3\pi_j$ и $16/(16 + 3\pi_j)$, где π_j — число ароматов кварков. Суммарная же доля импульсов всех Π [соотношения (2)] и их суммарные заряды [соотношения (4)] не зависят от Q^2 . Эти изменения f -ций распределения и фрагментации подтверждаются экспериментально.

Т. о., модель Π к кон. 1980-х гг. является как основой приложения КХД к жёстким процессам, так и основой мн. феноменологич. моделей взаимодействия адронов.

Лит.: Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Клоуз Ф., Кларк и партнеры, пер. с англ., М., 1982; Радюшкин А. В. Аппарат жёстких инклюзивных процессов в квантовой хромодинамике, СЧАЯ, 1983, т. 14, с. 58; Волости М. В., Тер-Мартиросьян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984.

А. В. Ефремов.

ПАРЦИАЛЬНАЯ ВОЛНА (от ср.-век. лат. *partialis* — частичный) — волна с определённым орбитальным (угловым) моментом l . Значениями $l = 0, 1, 2, \dots$ соответствуют S -, P -, D -волны и т. д. См. *Рассеяние микрочастиц*.

ПАРЦИАЛЬНОЕ ДАВЛЕНИЕ — часть общего давления, относящаяся к одному из компонентов газовой смеси. Равно давлению, k -рое он оказывал бы в отсутствие всех др. компонентов смеси, т. е. в том случае, когда масса данного компонента, содержащаяся в газовой смеси, одна занимала бы весь объём. Понятие П. д. применимо только к идеальным газам. Молярное П. д. i -го компонента газовой смеси с общим давлением p равно: $p_i = N_i p$, где N_i — отношение числа молей данного компонента к сумме молей всех компонентов смеси (см. *Дальтона законы*).

П. д. непосредственно измерить нельзя, его вычисляют исходя из общего давления и состава смеси. П. д. необходимы для расчёта фазовых равновесий разл. физ.-хим. процессов.

Ю. Н. Любитов.

ПАРЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ — сечение взаимодействия для *парциальной волны*.

ПАРЦИАЛЬНЫЕ ШИРИНЫ — величины Γ_i , характеризующие вероятность распада возбуждённого состояния ядра по разл. каналам. П. ш. выражаются в энергетич. единицах таким образом, что $\sum \Gamma_i = \Gamma$, где Γ — полная ширина возбуждённого уровня. Отношение Γ_i/Γ — вероятность распада по i -му каналу. Нестабильные ядерные состояния характеризуются одной или неск. П. ш.: нейтронной Γ_n , протонной Γ_p , делительной Γ_d , радиационной Γ_γ и т. д. В свою очередь, если возможны γ -переходы на разл. уровни ядра — продукта распада, то выделяет, напр., Γ_γ , Γ_γ' .

ПАСКАЛЬ (Па, Pa) — единица СИ давления, механич. напряжения и модуля упругости. Названа в честь

Б. Паскаля (В. Pascal), 1 Па равен давлению, создаваемому силой в 1 Н, равномерно распределённой по поверхности площадью 1 м². 1 Па = 1 Н/м² = = 10 дин/см² = 0,102 кгс/м² = 10⁻⁶ бар = 9,87 · 10⁻⁶ атм = 7,50 · 10⁻³ мм рт. ст.

ПАСКАЛЯ ЗАКОН — осн. закон гидростатики, согласно к-рому давление на поверхности жидкости, произведённое внеш. силами, передаётся жидкостью одинаково во всех направлениях. Установлен Б. Паскалем, опубликован в 1663.

ПАСКАЛЯ ПРАВИЛО — см. Магнетизм.

ПАУЛИ МАТРИЦЫ — двухрядные комплексные эрмитовы матрицы

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Введены В. Паули (W. Pauli, 1927) для описания свойств механч. момента (спина) $s = \frac{1}{2}\hbar\sigma$ и магн. момента $\mu = (eh/2mc)\sigma$ электрона (см. Паули уравнение).

Благодаря перестановочным соотношениям

$$\sigma_i\sigma_k - \sigma_k\sigma_i = 2\epsilon_{ikl}\sigma_l$$

(где ϵ_{ikl} — Леви-Чивиты символ) компоненты спина s удовлетворяют перестановочным соотношениям для угл. момента. При повороте на угол ϕ вокруг оси s направляющим вектором $n(n_1, n_2, n_3)$ задающий волновую ф-цию электрона двухкомпонентный спинор $\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$ преобразуется по ф-ле

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp\left(-\frac{i\phi}{2}\mathbf{n}\sigma\right)\psi,$$

реализуя простейшее спиновое представление вращательной группы $SO(3)$. В качестве базиса в пространстве этого представления можно взять, напр., собств. векторы матриц σ_i , $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ с собств. значениями 1 и -1 соответственно.

П. м. используются при описании любой квантовой системы с дискретной переменной, принимающей два значения. Помимо спина классич. примером является система протон — нейтрон; её дискретную переменную изм. 3-й компонентой изотопического спина (обычно П. м. обозначают в этом случае символами τ_i , $i = 1, 2$). Поскольку $SO(3)$ локально изоморфна группе unitарных унитарных комплексных матриц [точнее, $SO(3) \sim SU(2)/Z_2$, см. Группа], в терминах П. м. описываются калибровочные поля с унитарной симметрией $SU(2)$. П. м. используются также в многочисл. моделях квантовых систем на решётках (разл. варианты Изинга модели и т.п.).

Лит.: Паули В. Труды по квантовой теории [пер. с нем.], т. 1—2, М., 1975—77; Дуболяв В. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия, 2 изд., М., 1986; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977. В. П. Павлов.

ПАУЛИ ПАРАМАГНЕТИЗМ — спиновый парамагнетизм вырожденного идеального газа электронов проводимости (в общем случае — газа фермионов).

Существование П. п. у металлов было теоретически обосновано В. Паули в 1927 на основе Ферми — Дирака статистики электронов проводимости и Зеемана эффекта.

Зеемановское расщепление энергетич. зоны электронов (см. Зонная теория) в магн. поле H на две подзоны с противоположными проекциями спина сопровождается нарушением компенсации, заселённости подзон (отвечающей распределению Ферми — Дирака). Более заселённой оказывается нижележащая (низкоэнергетич.) подзона, у электронов к-рой спиновый магнитный момент направлен по полю. В результате возникает positif. спиновая намагнитченность (парамагнетизм). Её значение при произвольном виде плотности электронных состояний в зоне $N(\mathcal{E})$ и $H \rightarrow 0$ определяют численными методами из выражения

$$M(T, H \rightarrow 0) = \frac{1}{4}g^2\mu_B^2 H^2 \int N(\mathcal{E}) \left[-\partial(\mathcal{E}/\mu) \partial \mathcal{E} \right] d\mathcal{E} \quad (1)$$

[эмпирический потенциал $\mu(T)$ в ф-ции распределения Ферми — Дирака $f(\mathcal{E}, \mu)$ задается условием постоянства общего числа электронов $n = \int N(\mathcal{E}) f(\mathcal{E}, \mu) d\mathcal{E}$, μ_B — магнетон Бора, $\mu(0) = \mathcal{E}_F$ — ферми-энергия]. Спин-орбитальное взаимодействие при расчётах считается слабым, усреднённая по электронным состояниям в окрестности \mathcal{E}_F величина Ланде множителя близка к значению $g = 2$ для свободных электронов.

При сильном вырождении (kT , $\mu_B H \ll \mathcal{E}_F$) для вычисления спиновой парамагн. восприимчивости χ_H используется разложение (1) до членов $\sim T^2$, к-рое описывает характерное для этой области насыщение классич. температурной зависимости

$$\chi_H(T) = \frac{1}{4}g^2\mu_B^2 N(\mathcal{E}_F) \left[1 + \frac{(kT)^2}{6} \frac{d^2 \ln N(\mathcal{E})}{d\mathcal{E}^2} \right]_{\mathcal{E}=\mathcal{E}_F} \quad (2)$$

Из этой ф-лы видно, что в первом приближении П. п. не зависит от темп-ры.

Величина и температурное поведение П. п. непосредственно связаны с видом ф-ции $N(\mathcal{E})$ вблизи энергии Ферми \mathcal{E}_F , а переход П. п. к классич. парамагнетизму определяет вырождение температуры $T_0 = \mathcal{E}_F/k$. Напр., в жидком ³He (см. Гелий жидкий) представляющим ферми-систему ядер, такой переход наблюдается при $T_0 \approx 1$ К, тогда как для газа свободных электронов в металле он недостижим ($T_0 \sim 10^6$ К). В реальных металлах, системах со сложным многозонным дисперсионным законом величина T_0 задают ближайшие к фермиуровню край перекрывающихся зон и др. экстремальные значения энергии \mathcal{E}_k , к-рым соответствуют особые точки и тонкая структура ф-ции $N(\mathcal{E})$. В случае $|\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_k| = kT_0 \ll \mathcal{E}_F$ характерные для перехода в классич. область аномалии спиновой восприимчивости проявляются при довольно низких темп-рах на фоне регулярного П. п. от вырожденных зон (напр., в Pd $T_0 \approx 100$ К).

Коллективная кристаллич. решётки, влияющие на ф-цию $N(\mathcal{E})$, несколько видоизменяют температурную зависимость П. п. Однако более существенную роль играют межэлектронные взаимодействия. Так, обменное взаимодействие повышает кулоновскую энергию электронов с одинаковым направлением спина, удерживая их вдали друг от друга (см. Паули принцип). Это способствует спиновой поляризации взаимодействующих электронов и усиливает спиновый парамагнетизм:

$$\chi_{\text{ус}} = \chi_H / (1 - \alpha \chi_H) = S \chi_H \quad (3)$$

(здесь α — параметр эфф. обменно-корреляц. взаимодействия и средней поля приближения, $\chi_{\text{ус}}$ — магн. восприимчивость усиленного парамагнетизма). В системах с высокой плотностью состояний фактор усиления S может достигать больших значений [напр., $S(T=0) \approx \approx 10$ в Pd и ≈ 50 в TiVb] вплоть до появления спонтанной намагнитченности при выполнении Стокера критерия ферромагнетизма: $\alpha \chi_H \geq 1$. В меру величины S проявляется коллективный характер термич. возбуждений в виде спин-флуктуаций, добавки к параметру α в (3), к-рая может доминировать в поведении намагнитченности $M(T, H)$ систем, близких к ферромагн. неустойчивости.

Наблюдение и однозначная интерпретация П. п. затруднены присутствием соизмеримых вкладов — диамагнетизма ионов и электронов проводимости в простых металлах и ван-дерваальсово парамагнетизма в переходных металлах. Ряд явлений — электронный парамагн. резонанс, гиромагн. явления и сдвиг Найта — помогает выделить П. п. из общей намагнитченности и исследовать его зависимость от темп-ры и магн. поля.

П. п. служит источником полезных сведений об энергетич. спектре и взаимодействиях электронов в системах с металлами, проводимостью.

Лит.: Вольфович С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд.,

М., 1985; М о р я н Т., Последние достижения теории магнетизма коллективизированных электронов, «УФН», 1981, т. 135, с. 117. И. В. Свечкарёв.

ПАУЛИ ПРИНЦИП — фундамент. закон природы, заключающийся в том, что в квантовой системе две тождественные частицы с полуцелым спином не могут одновременно находиться в одном состоянии. Сформулирован в 1925 В. Паули для электронов в атоме и назван им в принципе о запрета, затем распространён на любые фермионы. В 1940 Паули показал, что принцип запрета — следствие существующей в квантовой теории поля связи спина и статистики; частицы с полуцелым спином подчиняются Ферми — Дирака статистике, поэтому волновая ф-ция системы одинаковых фермионов должна быть антисимметричной относительно перестановки любых двух фермионов; отсюда и следует, что в одном состоянии может находиться не более одного фермиона.

П. п. сыграл решающую роль в понимании закономерностей заполнения электронных оболочек атома, послужил исходным пунктом для объяснения атомных и молекулярных спектров. Фундаментальна роль П. п. в квантовой теории твёрдого тела и атомного ядра, а также в теории ядерных реакций и реакций между элементарными частицами.

Естественный для физики вопрос о том, с какой точностью П. п. подтверждается опытом, для самой своей постановки требует пересмотра ряда осн. положений квантовой теории. Такой альтернативной непротривольной схемы не существует, характеристике отклонений нельзя говорить о погрешности, характерные отклонения от П. п. В рамках совр. представлений физики вынуждены считать, что П. п. является абсолютно строгим.

Лит.: Л о б а т о в Г., З и м л о в В., Connection between spin and statistics, «Phys. Rev.», 1938, т. 49, р. 1450. Теоретическая физика 20 века. (Памяти В. Паули. Перевод), М., 1962; Ст р и т е р Р., В а й т м а н А. С., РСТ, спин и статистика и всё такое, пер. с англ., М., 1966; Па у л и В., Физические основы СВ. ст., пер. с англ., М., 1975, с. 85; с т о ж е Г., Теория по квантовой теории, пер. с нем., т. 1—2, М., 1975—77; Ф е й н м а н Р., Почему существуют античастицы, пер. с англ., М., 1969, т. 137, с. 163. Л. Б. Окунь, В. П. Павлов.

ПАУЛИ ТЕОРЕМА — устанавливает связь спина со статистикой (В. Паули, 1940) и утверждает, что поля, описывающие частицы с целым спином, квантуются по Бозе — Эйнштейну, а с полуцелым — по Ферми — Дираку. Соответственно все частицы подразделяются на бозоны и фермионы. П. т. фиксирует характер перестановочных соотношений между операторами рождения и уничтожения частиц: бозонные операторы связаны отношениями коммутации, фермионные — антикоммутации. Из-за возможности взаимного превращения частиц операторы рождения и уничтожения разл. фермионов также следует считать антикоммутирующими. П. т. обосновывает принцип запрета Паули релятивистской квантовой механики — невозможность нахождения двух электронов в одном и том же квантовом состоянии. Доказательство П. т. основывается на условиях микроэрмитности, а именно: использует независимость операторов полей в точках, раздельных пространственноподобным интервалом. При этом важна локальность квантовой теории поля (КТП). При формулировке КТП с помощью функционального интеграла П. т. заставляет описывать поля с полуцелым спином грассмановыми (антикоммутирующими) числами (см. Грассмана алгебра).

На первый взгляд П. т. делает невозможным симметричное описание частиц с целыми и полуцелыми спинами. Такое описание ставится, однако, возможным при введении наряду с обычной пространственно-временной координатой x_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) грассмановых координат θ . Коэф. разложения поля (суперполя) $S(x, \theta)$ в ряд по θ являются бозонными и фермионными полями. Простейший пример отвечает одной грассмановой переменной. При этом суперполе $S(x, \theta)$ имеет вид $S(x, \theta) = \varphi(x) + \theta\psi(x)$. Ряд по θ обрывается, т. к. $\theta^2 = 0$. Компоненты суперполя φ и ψ описыва-

ют соответственно бозон и фермион. Бозонно-фермионная симметрия получила назв. суперсимметрии.

Лит.: Па у л и В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; В о г о л о б о в И. П., Ш и р к о в Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984. М. И. Высоцкий.

ПАУЛИ УРАВНЕНИЕ — ур-ние релятивистской квантовой механики, описывающее движение заряж. частицы со спином $1/2$ (напр., электрона) во внеш. эл.-магн. поле. Предложено В. Паули в 1927.

П. у. является обобщением Шрёдингера уравнения, учитывающим наличие у частицы собственного механич. момента импульса — спина. Частица со спином $1/2$ может находиться в двух разл. спиновых состояниях с проекциями спина $+1/2$ и $-1/2$ на вектор произвольно выбранное направление, принимаемое обычно за ось z . В соответствии с этим волновая функция частицы $\psi(r, t)$ (где r — координата частицы, t — время) является двухкомпонентной:

$$\psi(r, t) = \begin{pmatrix} \Psi_1(r, t) \\ \Psi_2(r, t) \end{pmatrix}.$$

При поворотах координатных осей Ψ_1 и Ψ_2 преобразуются как компоненты спинора. В пространстве спиновых волновых ф-ций скалярное произведение ψ и ψ' имеет вид

$$(\psi', \psi) = \int (\psi_1'^* \psi_1 + \psi_2'^* \psi_2) dr,$$

операторы физ. величин являются матрицами 2×2 , k -рые для величин (наблюдаемых), не зависящих от спина, кратны единичной матрице.

В силу общих законов электродинамики электрически заряженная система с отличным от нуля спиновым моментом s обладает и магн. моментом, пропорциональным s : $\mu = g\mu_B$ (g — гиромагн. отношение). Для орбитального момента $g = e/2mc$, где e — заряд, m — масса частицы; спиновое гиромагн. отношение оказывается в два раза большим: $g = e/mc$. Во внеш. магн. поле наивысшие В магн. момент обладает потенц. энергией $U = -\mu B$, добавление k -рой в гамильтониан H электрона во внеш. эл.-магн. поле с потенциалами ϕ и A приводит к П. у.:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi; \quad H = \left(\frac{p - \frac{e}{c}A}{2m} \right)^2 I - \frac{e\hbar}{2mc}(\sigma B) + e\phi I, \quad (1)$$

где p — оператор импульса, σ — Паули матрицы [оператор спина $s = (\hbar/2)\sigma]$.

Предложение первоначально на основе эвристики, соображений П. у. оказалось естеств. следствием релятивистски-инвариантного Дирака уравнения в слабо-релятивистском приближении, в k -ром учитываются лишь первые члены разложения по обратным степеням скорости света.

Если напряжённости внеш. магн. поля не зависят от пространств. координат, то орбитальное движение частицы и изменение ориентации её спина происходит независимо. Волновая ф-ция при этом имеет вид $\psi(r, t) = \Phi(r, t)\chi(t)$, где $\Phi(r, t)$ — скалярная ф-ция, удовлетворяющая ур-нию Шрёдингера, а спинор $\chi = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}$ удовлетворяет ур-нию

$$i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = - \frac{e\hbar}{2mc}(\sigma B)\chi.$$

Из этого ур-ния следует, что ср. значение спина $\langle s \rangle = \frac{\hbar}{2} \langle \chi | \sigma | \chi \rangle$ прецессирует вокруг направления магн. поля:

$$\frac{d}{dt} \langle s \rangle = - \omega_B \mathbf{n} \langle s \rangle.$$

Здесь $\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота, \mathbf{n} — единичный вектор вдоль магн. поля.

На основе П. у. может быть рассчитано расщепление урвнй энергии электронов в атоме во внеш. магн. по-

ле с учётом спина (*Зеемана эффект*). Однако более тонкие релятивистские эффекты в атомах, обусловленные спином электрона, могут быть описаны лишь при учёте более высоких членов разложения релятивистского ур-ния Дирака по обратным степеням скорости света (см. *Тонкая структура*).

ПАШЕНА ЗАКОН — устанавливает, что наим. напряжение зажигания газового разряда между двумя плоскими электродами есть величина постоянная (характерная для данного газа) при одинаковых значениях произведения pd , где p — давление газа, d — расстояние между электродами. Сформулирован Ф. Пашеном (F. Paschen) в 1889. П. з. — частный случай закона подобия газовых разрядов: явления в разряде протекают одинаково, если при увеличении или уменьшении давления газа во столько же раз уменьшить или соответственно увеличить размеры разрядного промежутка, сохраняя его форму геометрически подобной исходной. П. з. справедлив с тем большей точностью, чем меньше p и d . См. также *Зееманова потенция*.

ПАШЕНА СЕРИЯ — спектральная серия в спектрах атома водорода и водородоподобных ионов. В спектрах испускания П. с. получается при всех разрешённых излучательных квантовых переходах атома H (и H -подобных ионов) на уровень энергии с гл. квантовым числом $n = 3$ со всех вышележащих уровней энергии с $n_i > n$ (в спектрах поглощения — при обратных переходах).

ПАШЕНА — БАКА ЭФФЕКТ — состоит в том, что в сильных магн. полях сложное зеемановское расщепление спектральных линий переходит в простое (см. *Зеемана эффект*). Сильными следует считать магн. поля напряжённостью H , вызывающие расщепление уровней энергии $\Delta\epsilon = \mu_B H$ (μ_B — магнетон Бора), превышающее расщепление *тонкой структуры*. В таких полях проскакивает упрощение картины расщепления — наблюдается расщепление линии на три компоненты (зеемановский триплет). Обнаружен Ф. Пашеном и Э. Баком (E. Back) в 1912.

ПЕКЛЕ ЧИСЛО — безразмерное число, являющееся подобной критерием для процессов конвективного теплообмена. Названо по имени Ж. К. Пекле (J. C. Peclet). П. ч. $Pe = v/a = c_p \rho v l / (\lambda l)$, где l — характерный линейный размер поверхности теплообмена, v — скорость потока жидкости относительно поверхности теплообмена, a — коэф. температуропроводности, c_p — теплоёмкость при пост. давлении, ρ — плотность и коэф. температуропроводности жидкости или газа. Число Pe характеризует отношение между конвективным и молекулярным процессами переноса теплоты в потоке жидкости или газа. При малых значениях Pe преобладает молекулярная теплопроводность, при больших Pe — конвективный перенос теплоты. П. ч. связано с Рейнольдса числом Re и Прандтля числом Pr соотношением $Pe = Re \cdot Pr$.

ПЕЛЬТЬЕ ЭФФЕКТ — выделение или поглощение тепла на контакте двух разнородных проводников в зависимости от направления электрич. тока, текущего через контакт. Открыт Ж. Пельтье (J. Peltier) в 1834. Мощность тепловыделения $Q = I_{12} j$, где j — плотность тока, $I_{12} = P_{12} - P_2(P_1, P_2 = \text{абс. коэф. Пельтье контактирующих материалов, являющихся характеристиками этих материалов}$). Причина возникновения П. з. заключается в том, что ср. энергия носителей заряда (для определённости электронов), участвующих в электропроводности, в разл. проводниках

различна, т. к. зависит от их энергии, спектра, концентрации и механизма рассеяния (см. *Рассеяние носителей заряда*). При переходе из одного проводника в другой электроны либо передают избыточную энергию решётке, либо пополняют недостаток энергии за её счёт (в зависимости от направления тока). В первом случае вблизи контакта выделяется, а во втором — поглощается т. н. тепло Пельтье. Напр., на контакте полупроводник — металл (рис.) энергия электронов, переходящих из полупроводника n -типа в металл (левый контакт), значительно превышает энергию Ферми ϵ_F . Поэтому они нарушают тепловое равновесие в металле. Равновесие восстанавливается в результате столкновений, при к-рых электроны термализуются, отдавая избыточную энергию кристаллич. решётке. В полупроводник из металла (правый контакт) могут перейти только самые энергичные электроны, вследствие этого электронный газ в металле охлаждается. На восстановление равновесного распределения расходуется энергия колебаний решётки.

На контакте двух полупроводников или двух металлов также выделяется (или поглощается) тепло Пельтье, вследствие того, что ср. энергия участвующих в токе носителей заряда по обе стороны контакта различна. Выражение для абс. коэф. Пельтье Π (носители заряда — электроны) имеет вид

$$\Pi = \frac{1}{e} \left[\int_0^{\infty} v f_1(\epsilon) d g(\epsilon) - \epsilon_F \right], \quad (1)$$

где ϵ , v — кинетич. энергия и скорость электронов, f_1 — неравновесная часть ф-ции распределения электронов, $g(\epsilon)$ — плотность состояний. Как видно из (1), коэф. Π представляет собой отклонение ср. энергии носителей в потоке от энергии Ферми ϵ_F , отнесённое к единице заряда. Для определения Π необходимо знать ф-цию $g(\epsilon)$ и найти $f_1(\epsilon)$, т. е. решить кинетич. ур-ние.

В случае параболич. закона дисперсии электронов проводимости $\epsilon(p)$ (p — квазиимпульс) и степенной зависимости длины свободного пробега l от энергии при отсутствии вырождения в полупроводнике коэф. Π определяется ф-лой

$$\Pi = \frac{1}{e} (r + 2 - \epsilon_F / kT) kT. \quad (2)$$

Здесь $r = d \ln l / d \ln \epsilon$ — параметр рассеяния, T — абс. темп-ра (см. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле); ϵ_F отсчитывается от дна зоны проводимости.

Как видно из (2), $e\Pi$ по абс. величине может достигать десятков kT . С увеличением концентрации электронов в вырожденном проводнике или уменьшением T величина Π уменьшается и при $(\epsilon_F / kT) \geq 4$:

$$\Pi = \frac{1}{e} \frac{\pi^2}{3} \frac{r + 1}{\epsilon_F} (kT)^2. \quad (3)$$

Коэф. Пельтье связан с коэф. термоэдс α т. н. соотношением Томсона:

$$\Pi = \alpha T.$$

Это позволяет использовать для оценки Π результаты микроскопич. теории для α . Коэф. Пельтье, являющийся важной техн. характеристикой материалов, как правило, не измеряется, а вычисляется по α , измерение к-рого более просто.

Π з. используется в термоэлектрич. холодильниках и термостатах, а также для управления процессом кристаллизации за счёт выделения или поглощения тепла на границе жидкой и твёрдой фаз при пропускании электрич. тока.

Лит.: Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Аскеров В. М., Электрические явления переноса в полупроводниках, М., 1985; Зеергер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Стильбаков С. С., Физика полупроводников, М., 1987.

З. М. Даивеев

Эффект Пельтье на контактах полупроводник n -типа — металл: ϵ_F — уровень Ферми; ϵ_c — дно зоны проводимости полупроводника; ϵ_v — потолок валентной зоны.



ПЕНЛЕВЕ УРАВНЕНИЯ — общее название группы из шести обыкновенных дифференц. ур-ий. Введены П. Пенлеве (P. Painlevé, 1900) и Б. Гамбье (B. Gambier, 1910) при классификации ур-ий типа $w'' = R(z, w, w')$, где R — функция аналитическая по z и рациональная по w и w' .

Обычно П. у. записывают в след. виде:

$$I \quad w'' = 6w^2 + z,$$

$$II \quad w'' = 2w^3 + zw + a,$$

$$III \quad w'' = (w')^2 w^{-1} + (aw^3 + b) \exp rz + c + (cw^3 + d w^{-1}) \exp 2z, \quad |b| + |d| \neq 0,$$

$$IV \quad w'' = (w')^2 w^{-1} / 2 + 3w^3 / 2 + 4zw^2 + 2(z^2 - \alpha)w + \beta w^{-1},$$

$$V \quad w'' = (w')^2 \left(\frac{1}{2w} + \frac{1}{w-1} \right) - \frac{w'}{z} + \frac{(w-1)^2}{z^2} \left(\alpha w + \frac{\beta}{w} \right) + \gamma \frac{w}{z} + \delta \frac{w-1}{w-1},$$

$$VI \quad w'' = \frac{(w')^2}{2} \left(\frac{1}{w} + \frac{1}{w-1} + \frac{1}{w-z} \right) - w' \left(\frac{1}{z} + \frac{1}{w-1} + \frac{1}{w-z} \right) + \frac{1}{w-z} + \frac{w(w-1)(w-z)}{z^2(w-1)^2} \left[\alpha + \beta \frac{z}{w^2} + \gamma \frac{z-1}{(w-1)^2} + \delta \frac{z(z-1)}{(w-z)^2} \right].$$

П. у. возникают при сведениях к обыкновенным дифференц. ур-иям некр-ых нелинейных уравнений математической физики, в частности Кортвега — де Фриза уравнения (П. у. II), синус-Гордона уравнения (П. у. III), Шрёдингера уравнения нелинейного (П. у. IV).

Решения П. у. (трансцендентные ф. и к. и в П. у. Пенлеве — спец. ф-ция, не сводящиеся к известным) обладают свойством Пенлеве: не имеют др. подвижных (т. е. зависящих от постоянных интегрирования или нач. данных) особенностей, кроме полюсов. Так, решения П. у. I—IV не имеют вообще никаких особенностей, кроме полюсов; решения П. у. V имеют неподвижные логарифмы, точки ветвления при $z = 0$ и $z = \infty$, а решения П. у. VI — при $z = 0$, $z = 1$ и $z = \infty$. Установление свойства Пенлеве позволяет находить интегрируемые варианты разл. моделей волновых явлений и мн. нелинейных ур-ий, решаемых при помощи обратной задачи рассеяния метода.

Лит.: Айнс Э. П., Обыкновенные дифференциальные уравнения, пер. с англ., Хар., 1939; Голубев В. В., Лекции по аналитической теории дифференциальных уравнений, 2 изд., М.—Л., 1950; Априоль В. И., Ильяшенко И. Ю. С., Обыкновенные дифференциальные уравнения, в кн.: Итоги науки и техники. Современные проблемы математики, т. 1, М., 1985.

ПЕНИНГА РАЗРЫД — тлеющий разряд в продольном магн. поле. Впервые исследован Ф. Пеннингом (F. Penning) в 1937. Из-за большой длины пути электронов, движущихся по спиральным траекториям вокруг силовых линий H магн. поля, значительно возрастает вероятность ионизации, что обеспечивает существование разряда при низких давлениях p , вплоть до 10^{-8} — 10^{-6} мм рт. ст. Значение $p_{мин}$ сильно зависит от конструкции разрядного устройства. Часто применяются коаксиальные системы, в к-рых П. р. может существовать вплоть до 10^{-18} мм рт. ст. П. р. используется в нек-рых типах вакуумметров, а также в эл.-магн. сорбционных вакуумных насосах.

Лит.: Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971.

ПЕНИНГА ЭФФЕКТ — снижение потенциала зажигания разряда в газе, обусловленное присутствием примеси др. газа, потенциал ионизации к-рого ниже энергии возбуждения метастабильного уровня осн. газа. Объяснение этого эффекта дано Ф. Пеннингом в 1928. В отсутствие примеси электроны, ускоренные в электр. поле, отдают свою энергию атомам, переводя их в метастабильное состояние. Вследствие этого вероятность ионизации электронным ударом мала и напряжение зажигания оказывается высоким. При наличии при-

меси происходит столкновение возбужденных метастабильных атомов осн. газа с атомами примеси, в результате чего последние ионизируются за счёт энергии, освобождаясь при переходе метастабильных атомов в осн. состояние (см. Столкновение атомов). Появление такой добавки ионизации приводит к снижению эфф. потенциала ионизации среды и, следовательно, к снижению напряжения зажигания разряда U .

На рис. представлена зависимость U (в логарифмич. масштабе) от произведения давления газа p на расстояние d между электродами в чистом неоне (1), чистом аргоне (2), неоне с примесью $5 \cdot 10^{-4}\%$ аргона (3) и неоне с примесью $0,1\%$ аргона (4). Л. А. Сена.

ПЕРВАЯ КОСМИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ — см. Космические скорости.

ПЕРВИЧНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ (первичные возмущения) в ранней Вселенной — малые отклонения Вселенной от точной однородности и изотропии на радиан.-доминирун. стадии. Радиан.-доминированной (горячей) наз. стадия, когда осн. вклад в полную плотность энергии материи вносили ультрарелятивистские частицы — фотоны эл.-магн. излучения с темп-рой $T = (2,75 \pm 0,1) \cdot (1+z)$ К (см. Микроволновое фоновое излучение), а также нейтрино и др. возможные элементарные частицы с массой покоя $m \ll kT/c^2$ [z — красное смещение, $1+z = R(t_0)/R(t)$, где $R(t)$ — масштабный фактор расширяющейся Вселенной, t_0 — настоящий момент времени; на этой стадии $R(t) \sim \sqrt{t}$]. В стандартной модели с Фридмана — Робертсона — Уокера метрикой Вселенная является радиан.-доминированной при $z > 10^4$ ($H/50^2$) κ^{-1} , где H — постоянная Хаббла в км/(с·Мпк), а отношение полной плотности энергии всех ультрарелятивистских частиц к плотности энергии реликтового эл.-магн. излучения в настоящее время ($\kappa \sim 1$).

Для того чтобы воссоздать очевидную сильную неоднородность Вселенной в масштабах, меньших $10(H/50)^{-1}$ Мпк (где вещество сконцентрировано в таких объектах, как галактики, звёзды, планеты и т.д.), с наблюд. фактом эф. однородности и изотропии в больших масштабах, необходимо принять, что на радиан.-доминирун. стадии эволюции Вселенной существовали малые П. ф. метрики пространства-времени с характерной безразмерной амплитудой 10^{-4} — 10^{-2} . Галактики и др. локализов. объекты возникли из этих П. ф. вследствие гравитационной неустойчивости — роста неоднородных флуктуаций метрики пространства-времени и плотности вещества на более поздней стадии, когда осн. вклад в плотность энергии материи вносило нерелятивистское вещество (включая барьоны) с давлением $p \ll \rho c^2$, где ρ — плотность вещества; на этой стадии $R(t) \sim t^{2/3}$. Существование гравитацион. неустойчивости П. ф. для адiabатических флуктуаций на стадии доминирования нерелятивистского вещества следует как из точных ур-ий релятивистской космологи, основанной на общей теории относительности, так и из нерелятивистского (ньютоновского) приближения к ним, и фактически было известно ещё И. Ньютону. Малость П. ф. в момент рекомбинации водорода при $z \approx 10^3$ [по крайней мере, в масштабах, превышающих $(H/50)^{-1}$ Мпк в настоящее время] подтверждается наблюдат. фактом отсутствия величинных флуктуаций темп-ры реликтового эл.-магн. излучения на уровне $\Delta T/T \sim 10^{-4}$ в угл. масштабах от $20'$ до $180'$ (верх. пределы на $\Delta T/T$ в интервале 10° — 180° прибл. в 3 раза меньше).

Теоретич. исследование (Е. М. Лифшиц, 1946) показывает, что П. ф. могут быть след. типов.

А д и а б а т и ч. ф л у к т у а ц и и описываются возмущениями метрики Фридмана — Робертсона — Уокера скалярного типа, k -рые эффективно сводятся к неоднородному возмущению ньютонковского гравитационного потенциала и связанному с ним возмущению полной плотности энергии вещества. Кроме того, у вещества появляется потенциальная (т. н. пекулярная) скорость относительно выделенной «космологич.» системы отсчёта, в k -рой невозмущённая метрика пространственно однородна. В зависимости от характера временной эволюции адиабатич. флуктуаций принадлежит к растущей (квазизотропной) или падающей моде. Только первая мода совместима с условием малости П. ф. при $z \approx 10^9$. Для растущей моды П. ф. безразмерная амплитуда возмущений метрики в синхронной системе отсчёта не зависит от времени на нач. стадиях расширения Вселенной, когда пространственный масштаб флуктуаций $L \sim R(t)$ больше размера космологич. горизонта (границы области двусторонней причинной связности, см. Вселенная) $L_h \sim ct$, каковы бы ни были свойства вещества (необходимо только выполнение *причинности принципа*). Поэтому, с точки зрения классич. теории гравитации, эта амплитуда ($10^{-4} - 10^{-8}$) должна быть задана как нач. условие для Вселенной в момент её выхода из сингулярности космологической (Большого Взрыва), $t = 0$.

Анализ наблюдат. данных показывает, что вектор ускорения для нашей Галактики, определяемый по разнонаправленному видимому веществу (галактик в их скоплениях) вокруг неё, отклоняется менее чем на 10% от вектора скоростей Галактики относительно системы отсчёта, в k -рой плотность импульса реликтового эл.-магн. излучения равна нулю (отличие угла отклонения от нуля находится в пределах ошибок измерений). Последняя скорость определяется величиной и угл. расположением дипольной анизотропии темп-ры реликтового излучения и практически совпадает с пекулярной скоростью Галактики относительно «космологич.» системы отсчёта. Это является важным доводом в пользу того, что галактики образовывались именно из адиабатич. П. ф., для k -рых векторы пекулярной скорости и ускорения строго коллинеарны.

Векторные (вращательные) флуктуации характеризуются возмущениями метрики Фридмана — Робертсона — Уокера векторного типа (не сводимыми к градиенту от скалярной ф-ции) и вызывают пекулярную скорость вещества. При этом возмущение плотности энергии вещества равно нулю. Этот тип возмущений несовместим с малостью П. ф. на ранних стадиях эволюции Вселенной, поэтому совр. космологич. теории предсказывают отсутствие векторных П. ф. (вторичные вихревые флуктуации скорости вещества могут возникнуть из адиабатич. П. ф. при $z \leq 10$ за счёт разл. вейлнейных эффектов).

Первичные т е н з о р н ы е ф л у к т у а ц и и метрики Фридмана — Робертсона — Уокера (не сводимые к градиентам скаляров и компонент векторов) представляют собой гравитационные волны, образовавшиеся в момент Большого Взрыва. Та мода гравитацион. волн, k -рая совместима с нач. изотропией Вселенной (т. н. квазизотропная мода), характеризуется не зависящей от времени амплитудой тензоров П. ф. на стадии, когда пространственный масштаб флуктуаций L много больше размера космологич. горизонта L_h .

Существует ещё один тип П. ф. (не рассмотренный Лифшицем), k -рый возникает, когда вещество, заполняющее Вселенную, состоит из двух или неск. разл. компонент (сортов), напр. барьоны и излучение или барьоны с излучением и нейтрино. Тогда в режиме $L \gg L_h$ существует ($n - 1$) мод П. ф., где n — число разл. компонент вещества, в k -рых флуктуирует только уд. состав вещества, точнее говоря, флуктуируют полная плотность энергии вещества и метрики простран-

ства-времени малы [в отношении $(L_h/L)^3$] по сравнению с флуктуациями плотности энергии отд. компонент. Для вещества, состоящего из барьонов и излучения ($n = 2$), такую моду П. ф. наз. и з о т е р м и ч е с к о й, или а н и з о т р о п н о й. В более общем случае (особенно когда часть вещества составляют слабовзаимодействующие частицы, напр. нейтрино и др.) правильнее говорить об и з о э н е р г е т и ч. (и з о м е т р и ч.) П. ф. Когда в ходе расширения Вселенной условие $L \gg L_h$ перестаёт выполняться, изоэнергетич. моды П. ф. перемешиваются с адиабатическими (исключение составляет только случай, когда компоненты имеют одинаковые ур-ния состояния). Поэтому изоэнергетич. П. ф., подобно адиабатич. П. ф., могут привести к образованию локальных объектов и крупномасштабной структуры Вселенной.

Происхождение П. ф. По мере движения в прошлое к космологич. сингулярности ($t = 0$) в изотропной космологич. модели Фридмана все флуктуации попадают в режим $L \gg L_h$. [В частности, все масштабы, превышающие $50(H/50)^{-2} \cdot c/H$ Мпк в настоящее время, находившиеся в этом режиме в момент перехода от радиац.-доминирова. стадии эволюции Вселенной к стадии доминирования нерелятивистского вещества]. В этом режиме П. ф. не могут быть созданы никакими локальными физ. процессами вследствие принципа причинности. Поэтому в классич. космологии П. ф. изначально возникают в космологич. сингулярности. Математически это означает, что их величина и пространственное распределение (или спектр в фуре-представлении) должны быть произвольно заданы при $t = 0$ в качестве нач. условий для ур-ний тяготения Эйнштейна (см. Тяготение). Не используя наблюдательных данных, ничего более про тип, амплитуду и спектр П. ф. сказать нельзя; иными словами, свойства П. ф. невозможно предсказать априори. В этом состоит проблема нач. условий классич. космологии.

Задача любой квантовой или полуквантовой космологии — вывести свойства П. ф. исходя из первичных принципов и ур-ний. Эта задача решается в модели *раздувающейся Вселенной*, в k -рой радиац.-доминирова. стадии Вселенной предшествует (при очень больших авенаниях кривизны пространства-времени) деситероновская стадия квазикосмопональщального расширения (см. *Де Ситтера пространство-время, Квантовая теория гравитации*). В простейшем варианте этой модели — с одним эффективным скалярным полем, ответственным за существование деситероновской стадии, — предсказывается, что П. ф. с совр. масштабом $L \gg 1$ см принадлежат исключительно к квазизотропным адиабатич. и тензорным модам, а их амплитуда δ слабо зависит от L ($d \log \delta / d \log L \ll 1$); говорят, что такие П. ф. имеют плоский спектр, или спектр Зельдовича — Гартсона. В усложнённых вариантах модели с неск. скалярными полями на деситероновской стадии генерируются ещё и изоэнергетич. П. ф. (называемые в данном случае также изопфалтоными), а спектр адиабатич. П. ф. может быть более сложным.

Способы исследования П. ф. Свойства П. ф. можно, в принципе, определить из наблюдательных данных о совр. строении Вселенной. Практически наиб. важная информация об адиабатич. П. ф. с совр. масштабом $L = (1 - 10^9)$ Мпк следует из вида коррелиц. ф-ции галактик и их скоплений, характеристик *крупномасштабной структуры Вселенной* (напр., распределения пустот — областей пространства, свободных от галактик, — по размеру) и из данных об угл. анизотропии темп-ры реликтового эл.-магн. излучения $\Delta T/T$ (пока надёжно обнаружена только анизотропия дипольного типа). Гравитацион. волны, возникшие из тензоров П. ф., также дают вклад в $\Delta T/T$ (этот эффект наиб. чувствителен к интервалу длин волн $10^2 - 10^4$ Мпк). Наконец, гравитацион. волны с частотами, большими 10^{-10} Гц, можно искать как в прямых экспериментах (наиб. перспективным здесь является использование космич. лазерных интерферро-

метров), так и путём многолетнего слежения за флуктуациями времени прихода радиоимпульсов от пульсаров в миллсекундными периодами.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строев И. и эволюция Вселенной, М., 1975; Мокин А. С., Полубоаринов А. К. и др. П. Д., Хлебников В. И., Космология, гидродинамика, турбулентность, А. А. Фридман и развитие его научного наследия, М., 1989. А. А. Страбровский.

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ — закон сохранения энергии для термодинамич. системы, согласно к-рому работа может совершаться только за счёт теплоты или к.-л. др. формы энергии. Поэтому работу и кол-во теплоты можно измерить в одних единицах — Джоулях (1 Дж = 0.239 кал = 0.102 кгс/м). П. н. т. сформулировано как закон природы Ю. Р. Майером (J. R. Mayer) в 1842 и установлено экспериментально Дж. Джоулем (J. Joule) в 1843. П. н. т. можно формулировать как невозможность существования вечного двигателя 1-го рода, к-рый совершал бы работу, не черпая энергию из к.-л. источника.

Согласно П. н. т., теплота Q , сообщаемая системе, равна сумме приращения внутр. энергии U и работы, производимой системой против внеш. сил:

$$Q = U_2 - U_1 + A;$$

при бесконечно малом изменении состояния системы:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (1)$$

где δQ — бесконечно малое кол-во теплоты, передаваемой системе, δA — работа, совершаемая системой против внеш. сил, dU — изменение её внутр. энергии.

Ур-ние (1) является определением величины dU , т. к. δQ и δA — независимо измеряемые величины. П. н. т. утверждает, что dU есть полный дифференциал нек-рой ф-ции U (величины δQ и δA , вообще говоря, не являются полными дифференциалами). Т. о., любая термодинамич. система обладает ф-цией состояния — энергией U , зависящей лишь от параметров, определяющих равновесное состояние системы, и не зависящей от процесса, к-рым система была приведена в это состояние. Передаваемое тепло Q и работа A зависят от пути, по к-рому совершается процесс, т. к. величины δQ и δA не есть полные дифференциалы. В системах, обменивающихся со средой веществом и энергией, в П. н. т. следует учитывать энергию Z , передаваемую при переносе массы: $Q = U_2 - U_1 + A + Z$.

Энергию U можно экспериментально определить, измерив работу, совершаемую адиабатически замкнутой термодинамич. системой (т. е. при $Q = 0$), тогда $A_{ад} = U_2 - U_1$, что определяет U с точностью до аддитивной постоянной. Работу A можно определять по изменениям параметров системы. Напр., при бесконечно малом расширении однородной системы (жидкости или газа) при давлении P её работа $\delta A = PdV$ и, следовательно, $A = \int PdV$. Ур-ние (1) в этом случае имеет вид

$$\delta Q = dU + PdV.$$

В общем случае, если система характеризуется l экстенсивными параметрами a_1, \dots, a_n и обобщёнными силами X_1, \dots, X_n , элементарная работа

$$\delta A = \sum_{i=1}^n X_i da_i. \quad (2)$$

П. н. т. можно формулировать также с помощью эн-тальпии $H = U + PV$, т. к.

$$\delta Q = dH - VdP.$$

Такая форма удобна для применения П. н. т. к стационарным процессам (см. Джоуль — Томсона эффект).

П. н. т. имеет многочисленные приложения, особенно офитивные при использовании также и второго начала термодинамики. Следствием П. н. т. является формула Майера для разности между тепловкостью при постоянном давлении и при постоянном объёме:

$$C_p - C_v = [P + (\partial U/\partial V)_T](\partial V/\partial T)_p,$$

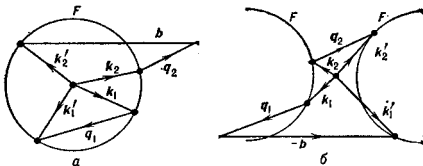
эта величина означает кол-во тепл. переданное в работу.

В феноменологич. термодинамике внутр. энергию $U = \bar{U}(V, T)$ рассматривают как экспериментально измеряемую ф-цию (калорическое уравнение в состоянии). Статистич. физика позволяет теоретически рассчитать ур-ние состояния исходя из законов взаимодействия между молекулами и вывести соотношение (2). При этом одновременно получается статистич. обоснование как П. н. т., так и 2-го начала термодинамики.

Лит.: Ван-дер-Ваальс И. Д., Констант Ф., Курс термостатики, пер. с нем., т. 1, М., 1936; Энштейн Л. П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М., 1948; Зоммерфельд А., Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Лейбентович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Новиков В. И., Термодинамика, М., 1984.

ПЕРЕБОСА ПРОЦЕССЫ (U -процессы, от нем. Umklapp — переброс) — акты рассеяния квазичастиц, в частности электронов проводимости и дырок, при к-рых полный квазиимпульс (измеренный в единицах \hbar) всех квазичастиц после рассеяния отличается от полного квазиимпульса до рассеяния на вектор b обратной решётки. Причиной несохранения квазиимпульса является периодич. потенциал в кристалле, на фоне к-рого «разыгрывается» рассеяние. Акты рассеяния, в к-рых полный квазиимпульс сохраняется, наз. нормальными (N -процессами).

Разбиение всех актов рассеяния на U - и N -процессы зависит от того, как выбрана элементарная ячейка импульсного пространства. Рис. иллюстрирует рас-



сеяние электрона вблизи поверхности Ферми F при поглощении фонона. Если в качестве элементарной ячейки выбрана первая Бриллюэна зона (рис. а), то при переходе электрона из состояния с импульсом k_1 в состояние с импульсом k_1' с поглощением фонона с квазиимпульсом q_1 полный нач. квазиимпульс $k_1 + q_1$ лежит внутри этой зоны, и поэтому он равен конечному $k_1' = k_1 + q_1$. Т. о., $k_1 \rightarrow k_1'$ есть N -процесс. При переходе $k_2 \rightarrow k_2'$ с поглощением фонона с импульсом q_2 вектор $k_2 + q_2$ лежит вне зоны Бриллюэна, и поэтому $k_2' = (k_2 + q_2) + b$, т. е. U -процесс. На рис. (б) элементарная ячейка пространства получена из зоны Бриллюэна сдвигом на $-b/2$. При этом $k_2 \rightarrow k_2'$ является U -процессом, а $k_1 \rightarrow k_1'$ — N -процессом. Хотя относительно каждого конкретного акта рассеяния нельзя сказать, нормальный он или с перебросом, но при любом выборе элементарной ячейки существуют процессы обоих типов.

Наличие П. п. означает, что при рассеянии квазичастиц происходит не только обмен квазиимпульсом между ними (напр., внутри электронно-фононовой системы), но и передача импульса кристаллу как целому, т. е. тем его степеням свободы, к-рые ответственны за движение «жёсткого» кристалла. По этой причине П. п. приводят к диссипации импульса системы квазичастиц и могут быть причиной тепло- и электросопротивления (в отличие от N -процессов; см. Межэлектронное рассеяние). Результат вычисления таких макроскопич. характеристик не зависит от выбора элементарной ячей-

ки, т. е. от способа разделения всех процессов на N и U -процессы.

Лит.: Займа и Дж., Электронны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984, И. Б. Левинсон.

ПЕРЕВАЛА МЕТОД — способ оценки интегралов, подынтегральные ф-ции к-рых имеют резкий максимум. Обычно П. м. применяют для оценки интегралов вида

$$I(\lambda) = \int_{\gamma} dz f(z) \exp[\lambda q(z)],$$

где λ — большой параметр, $\lambda \rightarrow \infty$, γ — контур в комплексной плоскости z , ф-ции $f(z)$ и $q(z)$ аналитичны в области, содержащей γ . П. м. позволяет получить асимптотическое разложение интеграла $I(\lambda)$. Суть П. м. заключается в том, что для подынтегральной ф-ции с резким максимумом осн. вклад в интеграл даёт малая окрестность точки максимума z_0 . Преобразовав путь интегрирования и производя замену переменных, добиваются того, чтобы набл. вклад в интеграл давала окрестность z_0 как можно меньшего размера, а подынтегральная ф-ция имела набл. простой вид. Получающиеся эталонные интегралы часто удаётся вычислить. Простейший вариант П. м. был использован П. Лапласом (P. Laplace) в 1820, затем он был развит в работах Б. Римана (B. Riemann) в 1863 и П. Дебая (P. Debye) в 1909.

На первом этапе вычислений контур γ деформируют в контур с теми же концами, проходящий через стационарные точки z_0 ф-ции $q(z)$ [точка, в к-рых $q'(z)=0$]. Стационарная точка является седловой точкой поверхности $u = u(x, y) = \text{Re}q(z)$, $z = x + iy$. Набл. удобный путь интегрирования совпадает с линией, вдоль к-рой $\text{Im} q(z)$ постоянна, а $\text{Re}q(z)$ убывает быстрее всего (перевальный контур, путь наименьшего спуска), тогда вычисление интеграла сводится к интегрированию по вещественной переменной. Др. возможность — выбор линии с постоянной $\text{Re}q(z)$, в этом случае П. м. переходит в метод стационарной фазы. Если при переходе к перевальному контуру встречаются особые точки ф-ции $f(z)$, соответствующие вклады учитывают с помощью *леммы теоремы*. Если в рассматриваемой области $q'(z)$ не имеет нулей, осн. вклад в интеграл даёт окрестность одного из концов контура интегрирования.

На след. этапе вычислений производят замену переменной $\tau(z) = q(z)$ так, чтобы максимум ф-ции τ достигался при $s = 0$, а производная $\tau'(s)$ обладала нулями такого же порядка, как и ф-ция $q(z)$. От выбора $\tau(z)$ зависит вид эталонного интеграла.

1. Если $q'(z)$ имеет в точке z_0 нуль порядка n , а $f(z)$ регулярна вблизи z_0 , то $\tau(s) = q(z_0) + s^{n+1}$. Эталонный интеграл выражается через гамма-функцию (см. *Эталонные интегралы*).

2. Если $q'(z)$ имеет два близко расположенных простых нуля $z_{1,2}$, то $\tau(s) = a_0 + \sigma s - s^3/3$, $\sigma \rightarrow 0$, a_0 — постоянная. Эталонный интеграл выражается через *Эйри функции*. Если σ конечна, то надо учитывать вклады каждого нуля отдельно (случай 1).

3. Три равноотстоящих нуля, расположенных близко друг к другу. Подстановка $\tau(s) = a_0 - (a + s^2)^3$, эталонный интеграл выражается через *параболического цилиндра функции*.

4. Если вблизи z_0 имеется полюс ф-ции $f(z)$, то интеграл разбивается на две части, одна из к-рых соответствует случаю 1, а вторая выражается через интеграл вероятности или *Френеля интеграл* (см. *Интегральные функции*).

5. Если $f(z)$ имеет точку ветвления 1-го порядка вблизи простой седловой точки, то интеграл выражается через ф-цию парабол. цилиндра.

6. Седловая точка находится вблизи концевой точки контура интегрирования, но не совпадает с ней. Эталонный интеграл выражается через интеграл Френеля.

Напр., если ф-ция $f(z)$ не имеет особенностей вблизи нулей седловой точки 1-го порядка z_0 , т. е. точки, в к-рой $q'(z_0) = 0$, $q''(z_0) \neq 0$, то асимптотич. значение $I(\lambda)$ таково:

$$I(\lambda) \sim [-2\pi/\lambda q''(z_0)]^{1/2} f(z_0) e^{\lambda q(z_0)}, \quad \lambda \rightarrow \infty,$$

аналогично получают асимптотич. разложение интеграла $I(\lambda)$ по стенкам λ^{-1} .

П. м. можно применять и в многомерном случае. Напр., для кратного вещественного интеграла

$$I_n(\lambda) = \int \dots \int dx_1 \dots dx_n f(x) \exp[-\lambda q(x)],$$

имеющего простую стационарную точку $x_0 = (x_{10}, \dots, x_{n0})$, и для ф-ции $f(x)$, регулярной вблизи x_0 , асимптотич. оценка имеет вид

$$I_n(\lambda) \sim [f(x_0) e^{-\lambda q(x_0)} (2\pi/\lambda)^{n/2}] \det(\partial^2 q / \partial x_i \partial x_j) |_{x=x_0}^{-1/2}.$$

Возможность перехода к эталонному интегралу в случае многомерной перевальной точки определяется леммой И. Морса, в соответствии с к-рой в окрестности невырожденной перевальной точки существует такая система локальных координат x_1, \dots, x_n , что $f(x) = f(0) + x_1^2 + \dots + x_n^2$. В тех случаях, когда при замене переменных возникают особенности, структуру эталонных интегралов определяют методами теории дифференцируемых отображений (см. *Катастроф теория*).

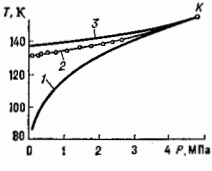
П. м. зачастую является единств. средством оценки интегралов, его применяют в разл. задачах матем. и статистической физики, распространения и рассеяния волн, диффузии и теплопроводности, при исследовании *специальных функций, интегральных преобразований* и др.

Лит.: П. м. в ф-рис Г. Сивиле Б. Методы математической физики, пер. с англ., в. 3, М., 1970, гл. 17; Фелдман Ю. К. В. М., Метод перевала, М., 1977; Фелдман Я. И., Маркувич и др. Н., Излучение и рассеяние волн, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 4; О д л в р Ф., Введение в асимптотические методы и специальные функции, пер. с англ., М., 1978, в. В. Рохман.

ПЕРЕГРЕВ — 1) нагрев пара выше температуры насыщения $T_{\text{нас}}$ при заданном давлении. С увеличением P , $(T - T_{\text{нас}})$ пар становится всё более перенасыщенным. Перегретый водяной пар широко применяется в теплотехнике, в частности на тепловых электростанциях.

2) Нагрев конденсиров. фазы до темп-ры, превышающей темп-ру равновесия с др. фазой, так что исходная фаза оказывается в *метастабильном состоянии*. Предельный П. соответствует с п и о д а л и — границе термодинамич. устойчивости однородной системы [условие $(\partial P / \partial T)_{\text{Т}} = 0$]. Жидкости удаётся перегреть значительно выше темп-ры равновесия с паром $T_{\text{нас}} P$. можно достичь не только повышением T , но и уменьшением внеш. давления P ниже $P_{\text{нас}}(T)$. Существование П. жидкости обеспечивает конечную скорость *парообразования*. Однако парообразование затруднено, если нет открытой поверхности и паровоздушных пузырьков в объёме и на стенках. Гомогенное (флуктуац.) появление зародышей с заметной частотой происходит только при достаточно большом П. $(T - T_{\text{нас}})$ или $(P_{\text{нас}} - P)$. На рис. кружками отмечены эксперим. значения T для гомогенного вскипания аргона при изобарич. нагреве в стеклянной трубке: 1 — линия насыщения, K — критическая точка, линия 2 соответствует ожидаемому П. по теории гомогенного зарождения для условий опыта, 3 — спинодаль.

Метастабильным состоянием отвечает П. низкотемпературной фазы при полиморфных превращениях. П. можно наблюдать при переходе сверхпроводник — нормальный металл в магн. поле.



Лит.: Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1963; Теплофизические свойства жидкостей в нестабильном состоянии, М., 1980. В. П. Крылов.

ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ — см. *Линии передачи*.
ПЕРЕДАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ — группа электронно-лучевых приборов, предназначенных для преобразования изображений движущихся и неподвижных объектов в световых, ИК-, рентг. и др. лучах в последовательность электрич. сигналов на передающей конце телевиз. систем (вещательных, промышленных, медицинских, дефектоскопических и др.). Специфич. элемент П. э.-л. т. является двумерный фотозувствит. слой, на к-рый проецируется передаваемое изображение. В зависимости от вида используемого фотозувствит. явления различают слои, обладающие способностью пускать электроны под воздействием эл.-магн. излучения (см. *Фотоэффект внешнй*), называемые фотокатодами, и слои, в к-рых излучение приводит к изменению их сопротивления (см. *Фотоэффект внутрнй*, *Фотопроводимость*).

Из П. э.-л. т. с внеш. фотоэффектом применяются суперрториконы и диссекторы. В суперрториконе (рис. 1) электроны, эмитируемые фотокатодом 1, ускоряются элетрич. полем и фокусируются магн. полем

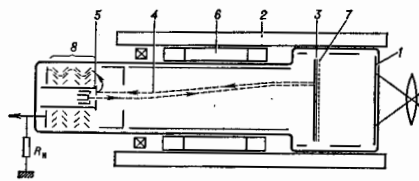


Рис. 1.

длинной фокусирующей катушки 2 на тонкой двусторонней мишени 3 из полупроводящего стекла так, что вышедшие с одной точки фотокатода электроны приходят в одну точку мишени и, выбывая из неё вторичные электроны, заряжают её положительно (см. *Вторичная электронная эмиссия*). Др. сторона мишени периодически посточно сканируется пучком 4 медленных электронов, к-рый формируется электронной пушкой 5, фокусируется той же катушкой 2 и отклоняется поперечным магн. полем двух пар отклоняющих катушек 6. Появляющиеся на мишени за счёт вторичной эмиссии под воздействием электронов с фотокатода заряды в промежуток времени между двумя проходами пучка 4 накапливаются на ёмкости между обращённой к фотокатоду створной мишени и мелкоструктурной сеткой 7, что приводит к локальному повышению потенциала обеих сторон мишени, пропорциональному освещённости соответствующих участков фотокатода. При сканировании мишени пучком потенциал мишени понижается, а часть электронов пучка, тем большая, чем меньше накопленный заряд, отражается от неё и наивраляется на электронный умножитель 8, с нагрузки к-рого R_n снимается усиленный сигнал. Остающаяся при этом между обеими створными мишени разность потенциалов устраняется за время передачи одного кадра изображения после прохода пучка за счёт конечной проводимости материала мишени. Суперрториконы являются наиб. чувствительными к свету П. э.-л. т., работоспособны в разных модификациях при освещённости на фотокатод от 10^{-4} до 10^{-4} лкс и применяются поэтому в спец. областях телевиз. техники в условиях низкой освещённости.

В диссекторе (рис. 2) поэлементная генерация сигнала производится без помощи электронного пучка путём отклонения в двух взаимно перпендикулярных направлениях магн. катушками 1 всего электронного потока с фотокатода 2. Поток фокусируется катушкой 3

или эл.-статич. электронными линзами в плоскости диафрагмы 4. Ток, проходящий через отверстие диафрагмы от соответствующего элемента фотокатода в процессе отклонения, усиленный электронным умножителем 5, представляет собой ин-дециальный, выделяемый на нагрузку R_n . Поскольку в диссекторах не используется эффект накопления зарядов их чувствительность к свету недостаточна для работы в нормальных телевиз. режимах с передачей 25 кадров/с, но позволяет реализовать передачу в специальных малопумпующих закопосных телевиз. системах с малой частотой передачи кадров, в к-рых др. виды П. э.-л. т. неприменимы.

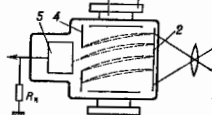


Рис. 2.

В вещательном чёрно-белом и цветном телевизионии и нек-рых спец. областях, где ранее применялись суперрториконы, монополюсное положение заняли П. э.-л. т. с внутр. фотоэффектом на основе фотопроводимости (см. *Видеоэн.*).

Лит.: Гершберг А. Е., Передающие телевизионные трубки с внутренним фотоэффектом, 2 изд., Л., 1973; Жигарев А. А., Шамалова Г. П., Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы, М., 1982. В. Л. Герье.

ПЕРЕЗАРЯДКА ИОНОВ — элементарный процесс взаимодействия положительного иона с нейтральным атомом (молекулой) газа, при к-ром один из электронов нейтральной частицы переходит к иону. П. и. происходит по схеме: $A^+ + B^0 \rightarrow A^0 + B^+$ (верх. индекс указывает заряд частицы). Если при П. и. внутр. энергия системы взаимодействующих частиц не меняется, то перезарядка наз. резонансной. Обмен электроном между атомарным ионом и атомом того же элемента (или между молекулярными ионом и молекулой того же вещества) — пример такой симметричной резонансной перезарядки.

Вероятность П. и. определяется эфф. сечением перезарядки σ , к-рое зависит от рода сталкивающихся частиц, их относит. скорости v и т. н. параметра Мессе $\xi = a\Delta\epsilon/hv$ (a — расстояние порядка атомных размеров, $\Delta\epsilon$ — изменение внутр. энергии). В случае симметричной резонансной П. и. параметр Мессе равен 0, т. е. $\Delta\epsilon=0$, и сечение перезарядки σ монотонно растёт с уменьшением скорости столкновения и при тепловых энергиях может значительно превышать газокинетич. сечение.

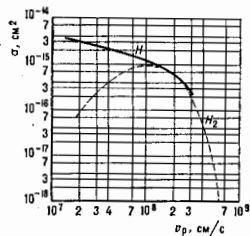
Для нерезонансной перезарядки в зависимости $\sigma(v)$ имеется максимум при $\xi \sim 1$; при больших скоростях столкновения ($\xi \ll 1$) поведение $\sigma(v)$ такое же, как для симметричной резонансной перезарядки, а при малых скоростях столкновения ($\xi \gg 1$) сечение экспоненциально падает с уменьшением v .

Типичным примером П. и. может быть перезарядка протонов на атомах (симметричная резонансная П. и.) и молекулах (нерезонансная П. и.) водорода (рис.).

Возможна также резонансная П. и. с образованием возбуждённого атома, когда электрон захватывается на один из свободных верхних энергетич. уровней.

В электроприто-ательных газах возможна П. и., при

Эффективные сечения перезарядки ионов в атомарном и молекулярном водороде.



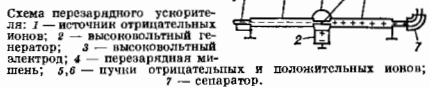
к-рой положит. ион захватывает два электрона, превращаясь в отриц. ион. П. и. возможна вблизи поверхности металла. При этом он нейтрализуется электронным металлом.

П. и. играет существенную роль в балансе частиц высокотемпературной плазмы; определяет торможение пучка атомов, импегированных в плазму того же элемента, подвижность ионов в собств. газе, свойства газоразрядной плазмы, созданной в атомном газе, и т. д.

Лит.: Мотт Н., Мессеи Н., Теория атомных столкновений, пер. с англ., 13 изд., М., 1969; Никитин В. Е., Смирнов в Б. М., Медленные атомные столкновения, М., 1990.

Б. М. Смирнов

ПЕРЕЗАРЯДНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ (таандем) — высоковольтный ускоритель, в к-ром благодаря перезарядке ускоряемых частиц (изменению знака, а иногда и величины заряда) одно и то же ускоряющее напряжение применяется дважды: отрицат. ионы ускоряются при движении к положительно заряженному высоковольтному электроду, а положит. ионы, образовавшиеся после перезарядки, — при движении от него к электроду с



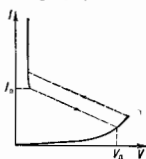
нулевым потенциалом. Использование перезарядки позволяет при том же напряжении генератора увеличить энергию протонов вдвое, а энергию более тяжелых частиц в неск. раз. При этом облегчаются питание и обслуживание ионного источника, к-рый находится под нулевым потенциалом. Образующиеся после перезарядки частицы с разл. зарядами ускоряются до разных энергий, поэтому для их разделения после ускорения необходима сепарация, осуществляемая магнитом с полем, перпендикулярным направлению движения частиц. Энергия частиц на выходе П. у. равна $\mathcal{E} = eU(n_+ + n_-)$, где U — напряжение высоковольтного генератора, n_+ и n_- — заряды частиц до и после перезарядки (обычно $n_+ = 1$). Добавление ещё одного генератора с отрицат. полярностью напряжения (д в и о й т а н д е м) повышает энергию частиц до $\mathcal{E} = eU(2n_+ + n_-)$. Типичные величины напряжений, применяемые в П. у., ~10—20 МВ, в набл. крупных П. у. — 25—30 МВ.

Идея использовать перезарядку для увеличения энергии ускоряемых частиц предложена У. Ч. Беннеттом (W. H. Bennett) в 1935, однако она была реализована лишь в 1958 после разработки эфф. источников отрицат. ионов и перезарядных устройств — мишеней. Перезарядная мишень представляет собой трубку, в к-рую подается газ, или пеленку твердого вещества (углерода) толщиной неск. мкг/см². Прямое твердых мишеней позволяет получить положит. ионы тяжелых элементов с более высокой зарядностью ($n_+ = 7-10$). Для дополнит. обдирки ионов после перезарядки на одном из участков ускорит. тракта может быть установлена ещё одна мишень.

Лит.: Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; «Nuclear Instruments and Methods», 1974, в. 122, № 1/2 (спец. выпуск), М. П. Сельвин.

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЭФФЕКТЫ — скачкообразный обратимый переход полупроводника (или полупроводниковой структуры) из высокоомного состояния в низкоомное под действием электрич. поля, превышающего пороговое значение $E_{пк} = 10^4-10^6$ В/см. П. э. наблюдается в полупроводниках, у к-рых вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Такой характер ВАХ обусловлен формированием электрич. доменов (для ВАХ N-типа; см. Ганна эффект, Ганна диод) или токовых шнуров (для ВАХ S-типа; см. Шнуровые токи).

Термин «переключение» возник в связи с обнаружением быстрого (10^{-11} с) и большого (4-го порядка) изменения проводимости халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) сложного состава (рис.). П. э. в ХСП впервые наблюдался в 1961—62 А. Д. Пирсоном (А. D. Pearson), Б. Т. Но-



Вольт-амперная характеристика халькогенидных стеклообразных полупроводников: I — сила тока; V — напряжение.

ломийцем, С. Р. Овпшником (патент США, 1963). В патентной литературе П. э. в ХСП наз. э ф ф е к т о м О в ш н и с к о г о (см. Аморфные и стеклообразные полупроводники).

В плёнках ХСП с двумя металлич. электродами П. э. наблюдается при постоянном, переменном и импульсном напряжении. Пороговые ток $I_{п}$ и напряжение $V_{п}$ не зависят от полярности напряжения, а также от темп-ры T в диапазоне 2—250 К; при повышении T они претерпевают скачок: $I_{п}$ возрастает, напряжение падает и затем слабо изменяются с T , вплоть до размягчения материала. Аваналогично зависит $I_{п}$ и $V_{п}$ от длительности импульса напряжения V , и скачок параметров наблюдается при длительности импульсов, близкой ко времени диэлектрич. релаксации материала. В зависимости от амплитуды импульсов переключение может возникать как на переднем фронте импульса (длительность 50 пс), так и с задержкой. В последнем случае в образце формируется канал, в к-ром пороговые условия реализуются раньше, чем в остальной части образца. Трансформация канала в токовый шнур происходит скачком, когда канал теряет флуктуат. устойчивость (см. Флуктуация электрические), а плотность тока вне канала достигает критич. величин. Если плотность тока вне канала не достигает критич. величин, преобразование канала в шнур происходит плавно (П. э. «вырождается»).

Дифференц. сопоставление образца с токовым шнуром близко к 0. Плотность тока в шнуре «насыщается» при величине порядка $\sim 10^4$ А/см². Сечение шнура практически линейно зависит от тока. Время восстановления пороговых параметров после снятия напряжения определяется восстановлением однородности образца и является линейной ф-цией расстояния между электродами. Для образцов длиной ~0,5 мкм и сечением 10^{-10} см² это время сравнимо со временем переключения. Энергия, затрачиваемая на переключение таких образцов, может достигать 10—15 Дж при $T = 300$ К. Уменьшение $V_{п}$ в течение первых переключений обусловлено несовершенством стеклообразных плёнок и контактов.

В кристаллич. полупроводниках с S-образной ВАХ (при одинаковых с ХСП параметрах) П. э. отсутствует. Поэтому механизмы П. э. в ХСП связывают с влиянием разупорядоченности. Однозначно механизм П. э. в ХСП не установлен.

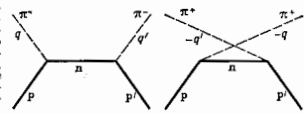
Практически неограниченное число переключений ($>10^{14}$) и стойкость ко всем видам внеш. воздействий, а также возможность управления фазовыми трансформациями в токовом шнуре (кристаллизация) обеспечивают использование П. э. в стабилизаторах напряжения, для защиты интегральных схем от перенапряжения, в переключател. СВЧ-сигналах, в датчиках давления и темп-ры, генераторах сигналов спец. формы, операц. усилителях и т. п.

Лит.: Костылев С. А., Шкут В. А., Электронное переключение в аморфных полупроводниках, К., 1978; A d e r D., H e n r i c h H. K., M o t t N., The mechanism of threshold switching in amorphous alloys, «Rev. Mod. Phys.», 1978, т. 50, в. 208; M a d a n A., S h a w M. P., The physics and applications of amorphous semiconductors, Boston—[a. o.], 1988.

В. Б. Сандомирский

ПЕРЕКРЕСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ в коносфере — то же, что *Люксембург — Горьковский эффект*.
ПЕРЕКРЕСТНАЯ СИММЕТРИЯ (кроссинг-симметрия) — особый вид симметрии в квантовой теории поля, состоящий в том, что амплитуда любого процесса не изменяется, если к-л. частицы из начального и конечного состояний поменять местами, заменив при этом частицы на *античастицы*. Была открыта в теории воумущений и на примере низшего порядка πN -рассеяния изображена на рис. 1. Пример иллюстрирует отличие

Рис. 1. Диаграммы Фейнмана перекрестных процессов уругного л-р и л-р-рассеяния; q, q' ($-q, -q'$) — начальные и конечные 4-импульсы л (π^+)-мезона.



П. с. от *СРТ*-инвариантности (см. *Теорема СРТ*): нуклоны не затрагиваются П. с. В общем случае П. с. следует из редуцированных Ф-л и доказана в *аксиоматической квантовой теории поля*.

Наиб. интересные выводы из П. с. следуют для бинарного процесса $a + b \rightarrow c + d$. Обозначим через $s = (p_a + p_b)^2$ квадрат его полной энергии в системе центра инерции (p_i — 4-импульс частицы i). Применяя П. с. к двум парам частиц (а, с) и (а, d), получим ещё два процесса, для к-рых роль s выполняет соответственно перемешивание $u = (p_b - p_c)^2$ и $t = (p_b - p_d)^2$ (рис. 2). Величины (s, u, t) называются *мандельштамовскими переменными* и соответствуют трём процессам — а, u и t-каналам. П. с. утверждает, что амплитуды трёх процессов

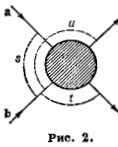


Рис. 2.

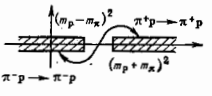
- I. $a + b \rightarrow c + d \quad (s, u, t)$,
- II. $\bar{c} + b \rightarrow \bar{a} + d \quad (u, s, t)$,
- III. $\bar{d} + b \rightarrow c + \bar{a} \quad (t, u, s)$

равны при указанных заменах мандельштамовских переменных. Замена переменных следует понимать не формально, а как *аналитическое продолжение*, напр. по переменной s для процесса I. При аналитич. продолжении точка (s, u, t) из физ. области реакции I переходит в нефиз. область реакции II, что легко усматривается из вида замены (а, с) в импульсном пространстве:

$$(p_a, p_b, p_c, p_d) \rightarrow (-p_c, p_b, -p_a, p_d).$$

Возможность такого аналитич. продолжения была впервые доказана Н. Н. Боголюбовым при установлении дисперсионных соотношений (см. *Дисперсионных соотношений метод*) для πN -рассеяния при фиксиров. значении переданного импульса. На основе спец. аксиоматики, в к-рой ключевую роль играет принцип *микрорепрезентативности* Боголюбова, было доказано существование единой аналитич. ф-ции комплексного переменного s , граничные значения к-рой представляют собой амплитуды перекрестных процессов. Область аналитичности и соответствие граничных значений амплитудам даны на рис. 3. Распространением представления о единой аналитич. ф-ции на амплитуды, зависящие от неск. комплексных переменных, является *Мандельстама представление*, к-рое ещё не доказано. Трудности доказа-

Рис. 3. Комплексная s -плоскость с разрезами, соответствующими перекрестным процессам (второй берег правого разреза соответствует физической области процесса $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$, нижний берег левого разреза — физической области перекрестного процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$; m_p, m_π — массы протона и π -мезона).



тельства аналитич. свойств и конструктивного построения удовлетворяющих им амплитуд предшествуют прямой эксперим. проверке П. с. Наиб. эффективно она была использована при проверке дисперсионных соотношений в физике частиц. С её помощью по данным об эл.-магн. структуре протона предсказано существование ρ -мезона — резонансного состояния в системе двух пионов. П. с. активно применяется при изучении асимптотич. свойств амплитуд процессов, в *Реже полосо* методе. Наиб. интересное использование она нашла в физике низких энергий. Вместе с *унитарности условием* и предположением о важности малого числа парциальных волн она позволила получить замкнутые системы ур-ний.

Лит.: Ширков Д. В., Серебряков В. В., Мещеряков В. А., Дисперсионная теория сильных взаимодействий при низких энергиях, М., 1967; Бартоу Т., Дисперсионные методы в теории поля, пер. с англ., М., 1968; Ичинос К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984, гл. 2. В. А. Мещеряков.

ПЕРЕКРЕСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ — неравновесные термодинамич. процессы переноса, в к-рых потоки J_i, J_k вызваны термодинамич. силами X_k, X_i соответственно, при $i \neq k$. В линейных соотношениях между термодинамич. силами и потоками (см. *Термодинамика неравновесных процессов*):

$$J_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} X_k.$$

П. п. соответствуют феноменологич. или *кинетические коэффициенты* L_{ik} и L_{ki} . Согласно *Онсагера теореме*, $L_{ik} = L_{ki}$ (в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого).

Примеры П. п. в непрерывной системе (гомогенной смеси жидкостей или газов) — *термодиффузия*, в к-рой поток вещества вызван градиентом темп-ры, и *Дюфура эффект*, в к-ром поток тепла вызван градиентом концентрации (или хим. потенциалом). Термодиффузия и эффект Дюфура представляют собой в агажущес. процессы по отношению к диффузии и теплопроводности, к-рые являются п р я м ы м и процессами.

П. п. имеют место также в прерывных системах, напр. в процессах переноса между резервуарами, соединенными капилляром, пористой стенкой или проицаемой мембраной. В однокомпонентной прерывной системе объёмный поток вещества J , сила эл. тока I и поток тепла Q пропорциональны термодинамич. силам — разности давлений ΔP , разности эл. потенциалов $\Delta \phi$ и относит. разности темп-р $\Delta T/T$:

$$\begin{aligned} J &= a_{11} \Delta P + a_{12} \Delta \phi + a_{13} \Delta T/T, \\ I &= a_{21} \Delta P + a_{22} \Delta \phi + a_{23} \Delta T/T, \\ Q &= a_{31} \Delta P + a_{32} \Delta \phi + a_{33} \Delta T/T, \end{aligned}$$

где $a_{12} = a_{21}, a_{13} = a_{31}, a_{23} = a_{32}$. Среди процессов переноса, в к-рых отлична от нуля лишь одна термодинамич. сила, П. п. являются: э л е к т р о к и н е т и ч е с к и е процессы

$$\begin{aligned} J &= a_{12} \Delta \phi - \text{потокопроводность}, \\ I &= a_{21} \Delta P - \text{электроосмос}; \end{aligned}$$

термоосмотические, или термомеханические, процессы

$$\begin{aligned} J &= a_{13} \Delta T/T - \text{термоосмос}, \\ JQ &= a_{31} \Delta P - \text{осмотический термоэффект}; \end{aligned}$$

термоэлектрические процессы

$$I = a_{23} \Delta T/T, \quad JQ = a_{32} \Delta \phi.$$

Кинетич. коэф. П. п. a_{jk} могут быть как положительными, так и отрицательными, в зависимости от относит. роли сил притяжения или отталкивания во взаимодействии между молекулами, но они всегда удовлетворяют неравенствам

$$a_{11} a_{22} - a_{12}^2 > 0, \quad a_{11} a_{33} - a_{13}^2 > 0,$$

$$a_{22}a_{33} - a_{11}^2 > 0, \quad a_{11} > 0, \quad a_{22} > 0, \quad a_{33} > 0,$$

$$\begin{vmatrix} a_{11}a_{12}a_{13} \\ a_{21}a_{22}a_{23} \\ a_{31}a_{32}a_{33} \end{vmatrix} > 0,$$

к-рые следуют из положительности производств *энтропии*. В многокомпонентных системах возможно значительно большее число П. н., т. к. при этом в качестве термодинамич. свл нужно учитывать конечные разности концентраций компонентов или их хим. потенциалов.

Лит.: Гроот С. де, Маазу П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 11, 15; Хазане Е. Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., 1967, гл. 3.

ПЕРМАГНИЧЕНИЕ — уменьшение намагниченности *М* образцов магнитоупорядоченных веществ и изменение направления *М* на обратное, вызванные уменьшением и последующим изменением на обратное веш. магн. поля *H*, под действием к-рого образец был предварительно намагнитен.

В многодоменных ферро-, ферри-, а также слабых ферромагнетиках процесс П. называется с образования *а* р о д ы ш е й П. (при достижении $H = H_c$ — поля зародышеобразования). Зародыши (области с обратной намагниченностью) могут возникать путём локальных необратимых поворотов *М* в местах с пониженным полем анизотропии, с поновш. плотностью магнитостатич. зарядов и в др. местах локальной магн. неоднородности. В качестве зародышей П. могут выступать также остатки магнитной доменной структуры (МДС) вблизи поверхности практически намагниченных кристаллов. При достижении $H = H_c$ (поля старта) зародыши П. начинают расти. Как правило, изменение *М* (рост зародышей) отстаёт от изменения поля *H*, что связано с общими причинами появления гистерезиса магнитного.

Разрастаясь и сливаясь при уменьшении *H*, зародыши П. образуют развитую МДС. Далее П. идёт путём перераспределения объёмов магнитных фаз (МФ) с разл. ориентацией *М* за счёт смещения доменных стенок (ДС). На этом этапе важное значение в П. имеют процессы задержки ДС на дефектах. Поле *H*, при к-ром преобладают такие задержки, наз. критич. полем.

Если ДС образовалась при $H > 0$, то вплоть до $H = 0$ перераспределение МФ идёт так, что объёмы нек-рых фаз выравниваются. В этом случае при $H > 0$, а также в образцах, где МДС образовалась при $H < 0$, дальнейшее перераспределение фаз сводится к увеличению объёма тех из них, в к-рых направление вектора *М* наиб. близко к направлению *H*. В достаточно больших полях домены с энергетически невыгодной ориентацией *М* забирают всё меньший объём и полностью исчезают. В остальных областях вектор *М* поворачивается к направлению *H*. Заметим, что при $H = 0$, $M_x = M_y = 0$, т. е. сохраняется намагниченность остаточная *M_r*, а для полеческого состояния с *M* = 0 необходимо приложить обратное поле $-H = H_c$ (*H_c* — коэрцитивная сила). В разных образцах, в зависимости от соотношения *H_c*, *H_r* и *H₀*, определяющими в П. могут быть задержки образования и роста зародышей П. или задержки смещений ДС.

В однодоменных частицах при уменьшении поля *H*, намагнитившего их под углом *φ* к оси лёгкого намагничивания, вектор *М* обратным образом отклоняется от направления *H* и в полях обратного направления скачком поворачивается к направлению, близкому к *H*. Дальнейшее увеличение по абс. величине *H* (при $H < 0$) приводит к уменьшению угла между *H* и *H₀*. Устойчивое обратное изменение *М* тем меньше, чем меньше *φ*. При *φ* = 0 он равен нулю. В этом случае частица перемещается одним большим скачком вектора *М*. Причиной скачков является существование, наряду со стабильными, метастабильных состояний и больших

энергий, барьеров между ними. Скачки *М* происходят лишь в момент исчезновения указанного барьера между метастабильными и стабильными состояниями в результате изменения *H*.

Лит.: Воиновский С. В., Магнетизм, М., 1971.

В. Н. Филиппов.

ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ — звёзды, меняющие свой блеск. В ходе эволюции звёзд мощность излучения меняется у любой звезды, однако медленные эволюц. изменения блеска звёзд не привели к заметному суммарному эффекту за время, охваченное астрофотометрич. наблюдениями достаточной точности, и на практике не выявлены. К П. з. причисляют звёзды, изменения блеска к-рых (в УФ-, видимом или ИК-диапазоне) могут быть обнаружены при совр. точности наблюдений. Иногда делаются попытки проведения различия между собственно П. з. и нестационарными звёздами, активность (перемежность) к-рых выплывает в осн. по спектральным признакам и ведёт лишь к малозаметным фотометрич. проявлениям. Поскольку, однако, по мере повышения точности наблюдений у большинства подобных звёзд обнаруживаются изменения блеска, проведение грани между П. з. и нестационарными звёздами затруднительно.

П. з. традиционно делятся на затменные и физические. Затменные П. з. — гравитационно связанные двойные звёзды, ориентация орбит к-рых и размеры компонентов таковы, что для земного наблюдателя периодически наступают затмения компонентов друг другом. Во мн. тесных двойных звёздах присутствуют газовые потоки и иного рода проявления активности, приводящие на фоне затменной перемежности к изменениям блеска незатменного характера. По этой причине деление П. з. на затменные и физические является несколько условным.

В классификации П. з. помимо затменных выделены ещё пять больших классов, отличающихся причинами перемежности: пульсирующие, взрывные и повоподобные (катаклизмические), эруптивные, вращающиеся и П. з., связанные с мощными источниками космич. рентг. излучения.

Пульсирующие П. з. являются автоколеб. системами, в к-рых энергия излучения звезды частично преобразуется в энергию колебаний (см. Пульсирующие звёзды). Механизмы пульсаций могут несколько отличаться у разл. типов пульсирующих П. з. К пульсирующим П. з. относятся цефеиды, звёзды типа RR Лирь, типа δ Кита, типа Миры Кита и др. Периоды звёздных пульсаций — от неск. с до неск. лет. До недавнего времени были известны в основном звёзды с радиальными пульсациями. Различают звёзды, пульсирующие в осн. топе и в обертонх. Выявлено немало звёзд, пульсирующих нерадиально, как правило, с малыми амплитудами перемежности блеска. Встречаются звёзды, у к-рых одновременно возбуждены неск. мод пульсаций; это особенно характерно для звёзд с нерадиальными пульсациями.

На Герцишпрунга — Ресселла диаграмме мн. типы пульсирующих П. з. локализованы в пределах проходящей по всей диаграмме наклонной полосы, наз. цефеидной полосой нестабильности. Звёзды в цефеидной полосе нестабильности находятся на самых разл. стадиях эволюции и могут принадлежать к разным подсистемам Галактики. По светимости они могут относиться к любой последовательности диаграммы Герцишпрунга — Ресселла, от сверхгигантов (цефеиды и др.) до белых карликов (звёзды типа ZZ Кита).

Для цефеид — пульсирующих сверхгигантов плоской составляющей Галактики, периоды к-рых лежат в диапазоне от 1 сут до неск. десятков сут, существует исключительно важная зависимость между продолжительностью периода и ср. светимостью. Зависимость «период — светимость» даёт возможность определять расстояния до цефеид. Благодаря высокой светимости цефеид, позволяющей обнаруживать их не только в на-

шей, но и в др. галактиках, удалось на основе зависимости «период — светимость» прокалибровать систему вегалатич. расстояний (см. *Расстояний шкала*).

Большинство звёздных и квазодобных звёзд представляет собой тесные двойные звёзды, один из компонентов к-рых — белый карлик. В ходе дисковой аккреции газа, перетекающего на белый карлик со спутника, могут создаваться условия для равнообратной активности типа вспышек. Поскольку источником газа является атмосфера связанной с белым карликом нормальной звезды, аккрецируемое вещество богато водородом. Если накопленный на поверхности белого карлика водород вступает в термоядерную реакцию, произойдет мощная вспышка, характерная для новых звёзд. Менее масштабные вспышки наблюдаются у т. н. карликовых новых (типа U Ближнего), по структуре двойной системы неотличимых от типичных новых звёзд. В качестве возможной причины вспышек карликовых новых рассматривается изменение скорости поступления вещества в аккреционный диск либо нестабильность диска, ведущая к изменению скорости поступления вещества через аккреционный диск к поверхности белого карлика. Симбиотич. П. з. (звёзды типа Z Андромеды) — системы, состоящие из гиганта, белого карлика и протяжённой оболочки. У этих звёзд на фоне неправильной (нерегулярной) переменности также нередко наблюдаются большие вспышки. Особое место среди П. з. занимают *сверхновые звёзды*. Вспышка сверхновой звезды, являющаяся одним из заключит. этапов эволюции звёзд с опред. параметрами, в настоящее время представляется единств. видом звёздной переменности, имеющим непосредств. эволюц. значение.

Зрелые и старые звёзды меняют блеск из-за нестационарных процессов, происходящих в их атмосферах. Так, видимый блеск звёзд типа R Северной Короны может ослабевать в тысячу раз из-за образования в околозвёздном пространстве графитовых частиц, заглатывающих свет звезды для наблюдателя. Подобная активность этих звёзд связана с необычным хим. составом (дефицит углерода, практически полное отсутствие водорода — обычно самого распространенного элемента в звёздных атмосферах). Большую группу зрелых П. з. составляют молодые звёзды, связанные с диффузными туманностями, — т. н. орлионы П. з. Те из них, спектры к-рых обладают характерной особенностью (аномально сильными эмиссионными линиями FeI, $\lambda = 4063, 4132$), наз. звёздами типа T Тельца. Переменность орлионов звёзд носит преим. нерегулярный характер, нередко встречается вспышка либо ослабление блеска, напоминающие квазипериодич. изменения, связанные с появлением горячих пятен на поверхности вращающихся звёзд. Звёзды типа UV Кита — красные карлики, у к-рых периодически наступают вспышки с очень быстрым усилением блеска (взачастую за секунды) и более медленным спадом (см. *Вспыхивающие звёзды*). П. з. типа UV Кита принадлежат к наиб. слабым по светимости звёздам; многочисленность красных карликов определяет высокую распространённость П. з. этого типа в Галактике. К зрелым П. з. относятся также и самые яркие сверхгиганты (П. з. типа S Золотой Рыбы), неутоячивые в силу своей высокой светимости и меняющие блеск нерегулярным образом со значит. амплитудами.

Под в р а щ а ю щ и м с я П. з. понимаются звёзды, меняющие свой видимый блеск при осевом вращении из-за валичия на поверхности пятен, яркость к-рых отличается от яркости соседних участков, либо из-за отличия формы звезды от сферической (в тесных двойных системах — эллипсоидальных переменных). «Пятенная переменность» характерна для *цифических пекулярных звёзд*, у к-рых появление пятен связано с магн. полями. Крупные тёмные пятна вызывают переменность мн. холодных звёзд (звёзд типа VU Дракона),

предельные случаи такой переменности возможны и у более горячих звёзд, подобных Солнцу.

В отд. класс П. з. выделены оптически переменные объекты, связанные с сильными источниками космич. рентг. излучения. Практически все такие источники, отождествленные в оптич. диапазоне со звёздами, относятся П. з. Детальная классификация П. з. этого класса затруднена ввиду большого многообразия наблюдаемых явлений, приводящего к высокой степени индивидуальности каждого объекта. П. з. этого класса представляют собой тесные двойные звёзды, один из компонентов к-рых — компактный объект (чёрная дыра, нейтронная звезда или белый карлик).

Нек-рые П. з. могут относиться сразу к неск. классам. Так, у звёзд типа R Северной Короны помимо больших ослаблений блеска наблюдаются и пульсации. Нек-рые хим. пекулярные звёзды также меняют блеск из-за короткопериодич. пульсаций, наложенных на «пятенную» переменность. Весьма характерным является сочетание переменности типа VU Дракона и типа UV Кита, эллипсоидальной переменности и затменной переменности и т. п.

Лит.: Общий каталог переменных звёзд, под ред. П. Н. Холлоуэя, 4 изд., т. 1, М., 1985; Variable stars and stellar evolution, ed. by V. E. Sherwood, L. Plaut, Dordrecht-Boston, 1975; Холлоуэя П. Н., Классификация переменных звёзд в свете современных представлений об их эволюции, в кн. *История науки и техники. Сер. Астрономия*, т. 22, М., 1983; Гофмейстер К., Рихтер Г., Вейгель В., *Переменные звёзды*, пер. с нем., М., 1981.

ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК — электрический ток, изменяющийся во времени. В общем понимании к П. т. относят разл. виды импульсных, пульсирующих, периодич. и квазипериодич. токов. В технике под П. т. обычно подразумевают периодич. или почти периодич. токи перем. направления. Наиб. употребителен П. т., сила к-рого I меняется во времени по гармонич. закону (гармонический, или синусоидальный, П. т.):

$$I = I \cos(\omega t + \varphi) = \operatorname{Re} \{ I \exp(i(\omega t + \varphi)) \}. \quad (*)$$

Здесь I — амплитуда, φ — нач. фаза, ω — круговая частота. В эл.-технике (в частности, в радиотехнике) обычно реализуются квазистационарные цепи П. т. (см. *Квазистационарные (квазистатические) приближения*). При этом в многопроводных системах, предназначенных для передачи энергии, часто используют многофазные П. т. — текущие по разным проводам ток с одинаковыми амплитудами, но разными фазами. В частности, симметричных трёхфазных системах фазы отличаются на $2\pi/3$. Большинство пассивных электрич. цепей работает в линейном режиме, когда справедлив *суперпозиция принцип*. При прохождении через такие цепи чисто гармонич. П. т. (*) не искажают своей формы, тогда как при наличии нелинейных элементов (напр., железных сердечников в трансформаторах, нелинейных преобразователей, диодов, триодов и т. п.) синусоидальные сигналы искажаются, обогащаясь высшими гармониками. Квазистационарные цепи с сосредоточенными параметрами могут быть составлены как опред. комбинация индуктивностей L , ёмкостей C и сопротивлений R . Связь между напряжением u и силой П. т. i в этих элементах задаётся ф-лами

$$u = L \frac{di}{dt}, \quad u = RI, \quad C \frac{du}{dt} = I.$$

В нелинейных режимах величина L , C , R являются ф-циями протекающего тока I ; в линейных режимах они либо постоянны, либо зависят в явном виде от времени (параметрич. системы).

При расчёте электрич. цепей гармонич. П. т. удобно пользоваться комплексными амплитудными напряжениями $\hat{U} = U \exp i \varphi_U$ (U — амплитуда напряжения) и тока $\hat{i} = I \exp i \varphi_I$ и комплексными *импедансами* $Z(\hat{U} = \hat{I})$, принимающими на индуктивных, ёмкостных и резистивных участках соответствующие значения $Z_L = i\omega L$, $Z_C = (i\omega C)^{-1}$, $Z_R = R$. Тогда квазистационарная линейная цепь (многополюсник) любой сложности до-

пускает расчёт по обычным *Кирхгофа правилам*. Так, для последовательно включённых элементов L, C, R суммарный импеданс

$$Z = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right).$$

Это импеданс колебательного *LCR*-контура, высокодобротного при условии $L/R \gg 1$. На резонансной (томсоновской) частоте $\omega = (LC)^{-1/2}$, импеданс Z минимален по модулю. Метод комплексных амплитуд порождает метод векторных (круговых) диаграмм, основанных на графич. построении напряжений и токов как векторов на комплексных плоскостях, что даёт наглядность решаемым м. задач эл.-техники.

Мощность W , выделяемая в цепи П. т., определяется усреднением за период колебаний $(2\pi/\omega)$ произведения и J :

$$W = \frac{1}{2}UI \cos \varphi,$$

где φ — разность фаз между напряжением и током. Иногда вводят понятие эффективных (действующих) напряжений $(U/\sqrt{2})$ и токов $(I/\sqrt{2})$, чтобы ф-ла для оптимально поглощаемой (отдаваемой) сопротивлению мощности имела тот же вид, что и для цепей пост. тока. Этот оптимум достигается при значении $\varphi = 0$. Такой режим наз. согласованным. При $\varphi \neq 0$ часть мощности «отражается» обратно к источнику. Поэтому иногда проблему согласования в эл.-технике наз. проблемой оптимального *cos φ*.

С ростом частоты ω квазистационарное приближение перестаёт быть справедливым, и для получения распределения П. т. необходимо обращаться непосредственно к *Максвелла уравнениям*. Чтобы подчеркнуть это обстоятельство, иногда такие токи наз. *быстроперемещаемыми* (БПТ) и предпочитают оперировать не с суммарными (интегральными) силами тока, а с их объёмными плотностями $j(r, t)$. При протекании ко хорошо проводящим телам БПТ стремятся прижаться к их наружным поверхностям (скин-эффект). В случае идеальной проводимости они распределяются по самой поверхности; такие токи наз. *поверхностными* и характеризуются поверхностными плотностями. Плотность БПТ всегда можно разбить на потенциальную и вихревую компоненты. Последняя ответственна за возбуждение вихревых эл.-магн. полей. В открытых (неэкранированных) системах именно с вихревыми П. т. связано излучение эл.-магн. энергии. Это, в частности, используется в излучателях (антеннах), где путём подбора надлежащих распределений БПТ создаются требуемые угл. распределения полей излучения (диаграммы направленности).

Лит.: Нелинейные электрические цепи. Электромагнитное поле, 4 изд., М., 1979; Касаткин А. С., Немков М. В., Электротехника, 4 изд., М., 1983; Полякинов К. Я., Линейные электрические цепи с сосредоточенными постоянными, М., 1972.

ПЕРЕМЕЩЕНИЕ в механике — вектор, соединяющий положения движущейся точки в начале и в конце нек-рого промежутка времени. Вектор П. направлен вдоль хорды траектории точки.

ПЕРЕНОРМИРОВАННАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЁННОЙ в квантовой теории поля (КТП) — вариант возмущенной теории (ВТ), используемый в перенормированной КТП и характеризующий тем, что исходные «заправочные» — величин (операторы полей, векторы состояний, константы взаимодействия) в каждом порядке перенормируются («перенормируются») с помощью спец. вычитательной процедуры. Эквивалентный способ представления П. т. в. состоит в использовании с самого начала конечных, физических, величин, но при этом в *лагранжеван* вводятся *контрчлены*, к-рые обеспечивают в каждом порядке ВТ сокращение больших поправок к нач. параметрам разложения. Методика П. т. в. предполагает возможность введения регуляризации в теорию и выбора «ре-нормализац. схемы», т. е. способа вычитания беско-

нечных в теории регуляризации) вкладов в каждом порядке ВТ.

П. т. в. была сформулирована в работах Р. Фейнмана (R. Feynman), Ю. Швингера (J. Schwinger) и Ф. Дайсона (F. Dyson) в 1948—49. Первонач. идея содержалась в работе Х. Бете (H. Bethe, 1947), осуществившего перенормировку массы электрона при вычислениях *лямбовского сдвига*. Более строгое матем. обоснование процедуры П. т. в. получила в работах Н. Н. Боголюбова и О. С. Парасюка в 1955 (см. *Боголюбова — Парасюка теорема*), а также К. Хенпа (K. Hepp, 1965) и В. Циммермана (W. Zimmermann, 1970).

П. т. в. возникла в связи с необходимостью устранения бесконечностей, возникающих при снятии регуляризации в высших порядках ВТ в *квантовой теории динамике* (КЭД). Но в любых моделях КТП, содержащих расходимость, процедура перенормировки полей и констант является обязательной для получения осмысленных результатов. Методика П. т. в. допускает в принципе и конечные перенормировки, но их осуществление не обязательно и является вопросом удобства. Разл. ре-нормализац. схемы отличаются друг от друга конечными перенормировками (см. *Ренормализационная группа*).

П. т. в. можно проиллюстрировать на примере амплитуды рассеяния электрона во внеш. эл.-магн. поле. В низшем (перном) порядке, соответствующем *борновскому приближению* по затравочной константе взаимодействия («заряду» e), эта амплитуда описывается *Фейнманова диаграммой*, изображённой на рис. 1, и имеет вид

$$f(e_B, A_B) = e \gamma_\mu(p', p) A_{B\mu}(q), \quad (1)$$

где p, p' — 4-импульсы начального и конечного электрона, $q = p - p'$ — переданный 4-импульс, $A_{B\mu}(q)$ — фурье-образ эл.-магн. потенциала, $\gamma_\mu(p', p)$ — матричный элемент электромагнитного тока по электронным

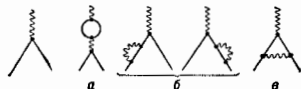


Рис. 1.

Рис. 2.

состояниях, $\mu = 0, 1, 2, 3$ — лоренцев индекс (индекс B в обозначениях для заряда и поля от англ. слова *charge* — «голый»; он означает, что в низшем приближении не учитывается «стуба» из виртуальных частиц, сопровождающих электрон и фотон).

Радикальные поправки к (1) отделяются диаграммами, изображёнными на рис. 2, к-рые содержат расходимости при больших виртуальных импульсах. В лоренцевой калибровке эл.-магн. поля (см. *Калибровочная инвариантность*) расходимость остаётся только в диаграммах 2(a) и (б). Диаграммы 2(б) приводят к перенормировке массы и волновой ф-ции электрона. Диаграмма 2(a) даёт перенормировку заряда и внеш. поля. Проанализируем подробнее только вклад диаграммы 2(a), ограничившись для простоты двумя предельными случаями: 1) $q^2 \rightarrow 0$; 2) $-q^2 \gg m^2$, где m — масса электрона. Регулируем эту диаграмму с помощью процедуры Паули — Вилларса (см. *Регуляризация расходимостей*). Если M — масса кванта регуляторного поля, то в первом случае ($q^2 \rightarrow 0$) сумма диаграмм 1 и 2(a)

$$F = f(e_B, A_B) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_B \ln \frac{M^2}{m^2}}{3\pi}\right), \quad (2)$$

а во втором случае (при $M^2 \gg -q^2 \gg m^2$)

$$F = f(e_B, A_B) \left(1 - \frac{\alpha_B \ln \frac{M^2}{q^2}}{3\pi}\right). \quad (3)$$

В этих выражениях удержаны только большие логарифмич. вклады; $\alpha_B \equiv e^2_B/4\pi$.

Видно, что в терминах исходных параметров ВТ «не работает», т. е. в следующем за борновским приближении возникают большие поправки ($\sim \alpha_R \ln M^2$). Методика П. т. в. позволяет исправить ситуацию. Перепределим в ф-ле (2) заряд и потенциал внеи. поля:

$$e_B = Z^{1/2} e_R, \quad A_B = Z^{1/2} A_R, \quad (4)$$

где

$$Z^{-1} = 1 - \frac{\alpha_R}{3\pi} \ln \frac{M^2}{m^2}. \quad (5)$$

Тогда амплитуда F , выраженная в переменных e_R и A_R (индекс R от англ. слова renormalized), примет тот же вид, что и борновская амплитуда в (1), но с заменой $e_B \rightarrow e_R$, $A_B \rightarrow A_R$:

$$F = f(e_R, A_R). \quad (6)$$

Т. о., если с самого начала использовать как параметры рассеяния величины e_B и A_B , то диаграмму 2(а) при $q^2 \rightarrow 0$ вообще не следует рассматривать. Иначе говоря, нужно «руками» вычистить её вклад в точке $q^2 = 0$. Это удобно осуществить, добавив контрольчи в исходный лагранжиан теории, подобрав его так, чтобы он в соответствующем порядке компенсировал диаграмму 2(а) в точке $q^2 = 0$. После добавления контрольчи в лагранжиане должны уже фигурировать «перенормированные» величины e_B и A_B . (Необходимо также добавить контрольчи для перенормировки массы и волновой ф-ции электрона, к-рые здесь для простоты не обсуждаются.) Вид контрольчи обычно фиксируется требованиями локальности и симметрии.

Такую же процедуру можно осуществить и в след. порядках ВТ. В результате, напр., e_B и константа перенормировки Z окажутся формальным рядом по затравочному заряду e_B .

Последоват. схема вычитания расходящихся подграфов в диаграммах Фейнмана при нулевых импульсах (к-рая отвечает итерациям контрольчилов в высш. приближениях ВТ) дается R -операцией.

После выполнения вычитат. процедуры амплитуда рассеяния при $q^2 = 0$ будет совпадать с борновской амплитудой (6) уже во всех порядках ВТ. Точная амплитуда F оказалась как бы «перенормированной» на борновскую в отд. точке $q^2 = 0$. Поэтому о величине $q^2 = 0$ в рассматриваемой ренормализац. схеме иногда говорят как о «точке вычитания», или «точке нормировки».

Поскольку при $q^2 = 0$ к амплитуде F по построению нет больших поправок от высш. порядков ВТ, то искусственно введенный перенормированный заряд e_B непосредственно измеряется по значению борновской амплитуды в рассеянии электрона во внеш. поле на малые углы. Поэтому параметр e_B наз. ф. и з. а р я д о м электрона.

Подчеркнем, что введение перенормированных величин, согласно ф-ле (4), делает конечной амплитуду рассеяния при любых значениях q^2 . Это связано с логарифмич. характером расходимости диаграммы 2(а). Достаточно одного вычитания в произвольной точке, чтобы сделать диаграмму конечной. В частности, с точностью до членов $\sim \alpha_R^2$ после подстановки (4) амплитуда (3) приобретает вид

$$F_{q^2 \rightarrow m^2} = f(e_R, A_R) \left(1 - \frac{\alpha_R}{3\pi} \ln \frac{m^2}{q^2} \right) \quad (7)$$

и не содержит массы регулятора.

Описанная схема не годится для асимптотически свободных теорий (см. Асимптотическая свобода), в частности для квантовой хромодинамики (КХД). В таких теориях заряд, определенный через значение борновской амплитуды рассеяния, при нулевом импульсе оказывается большим и ВТ по этому параметру не существует. Эта трудность обходится выбором точки нормировки там, где заряд мал, т. е. при $-q^2 = \mu^2 \gg \Lambda^2$, где Λ — характерный массовый параметр в

асимптотически свободных теориях (положение ИК-полюса в афферектном заряде).

В рассмотренном выше простейшем примере тоже возможен такой способ перенормировки. Ему соответствует вычитание вклада диаграммы 2(а) в точке $-q^2 = \mu^2$. При этом амплитуда рассеяния совпадает с борновской — $q^2 = \mu^2$, а в качестве заряда и поля в борновской амплитуде рассеяния фигурируют величины

$$e_R(\mu) = Z_\nu^{-1/2}(\mu) e_B, \quad A_R(\mu) = Z_\mu^{-1/2} A_B, \quad (8)$$

где $Z_\nu^{-1} = 1 - (\alpha_R/3\pi) \ln(M^2/\mu^2)$. При произвольных, но больших значениях q^2 амплитуда рассеяния теперь равна:

$$F = f(e_R(\mu), A_R(\mu)) \left(1 - \frac{\alpha_R(\mu)}{3\pi} \ln \frac{\mu^2}{q^2} \right), \quad (9)$$

а при $q^2 \rightarrow 0$:

$$F = f(e_R(\mu), A_R(\mu)) \left(1 - \frac{\alpha_R(\mu)}{3\pi} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right). \quad (10)$$

Если $\alpha_R(\mu) \ll 1$, $\alpha_R \ln(\mu^2/m^2) < 1$, то $\alpha_R(\mu)$ и $A_R(\mu)$ могут использоваться в качестве параметров в П. т. в.

В КХД выбор точки нормировки $-q^2 = \mu^2$ для практич. целей является менее удобным, но в КХД — это единств. возможность. Причём в КХД возникает ряд дополнит. усложнений, связанных, в частности, с необходимостью рассматривать как глюоны, так и кварки вне массовой поверхности (с виртуальными $-p^2 \gg \Lambda^2$). Спец. меря приходится также применять для поддержания калибровочной инвариантности в процессе регуляризации и перенормировки.

Лит.: Шв е б е р С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; В о л о д а н о в И. Н., Ш и р о к о в Д. В., Квантовое поле, 2 изд., М., 1990; В о л о ш и н М. Е., Т е р - М а р т и р о с я н К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Р а м о н П., Теория поля. Современный вводный курс, пер. с англ., М., 1984. М. В. Терехинев.

ПЕРЕНОРМИРОВКИ (ренормировки) в квантовой теории поля (КТП) — процедура устранения ультрафиолетовых расходимостей. П. проводится в процессе решения квантовых ур-ний и в целом представляется в виде особого предписания, формулируемого дополнительно к осн. закону движения уравнению Шрёдингера. Др. значение термина «П.» связано с конечными изменениями параметров лагранжиана КТП, приводящими к ренормализационной группе (см. выше).

УФ-расходимости возникают в квантовой полевой теории возмущений при вычислении интегралов в пространстве 4-импульсов соответствующих Фейнманов диаграмм, содержащим замкнутые петли. Путём введения вспомогат. регуляризаторы такие расходившиеся интегралы делаются конечными и вычисляются в явном виде; при этом в простейших случаях сингулярные составляющие выделяются в аддитивные структуры, имеющие вид полюсов невысокой степени по внеш. импульсам [см. ф-лу (3) в ст. Регуляризация расходимостей]. Для нек-рого класса КТП степень этих полюсов не зависит от порядка теории возмущений и не превышает двух. Такие теории допускают процедуру П., с помощью к-рой удаётся полностью устранить все УФ-расходимости и выразить результаты вычислений через небольшое число параметров, физические близки к параметрам (массам, константам связи) исходного лагранжиана рассматриваемой системы взаимодействующих полей. Эти теории наз. перенормируемыми м. в. В класс перенормируемых теорий (с нек-рыми оговорками) входят модели с безразмерными константами связи, в т. ч. теории калибровочных полей, также как квантовая электродинамика (КЭД) и квантовая хромодинамика (КХД).

В перенормируемых теориях оказывается возможным собрать все сингулярные составляющие матричных элементов и Грина функций в небольшое число струк-

тур, к-рые в конечном счёте могут быть сведены к полевым добавкам к параметрам исходного лагранжиана.

В КЭД, напр., все расходимости сводятся к полевым добавкам δm и δe к массе и заряду электрона. Формально эти добавки можно выразить через некие числовые, обобщённо сингулярные, множители Z_m и Z_e к исходным (т. н. голым или затравочным) массе m_0 и заряду e_0 :

$$m_0 + \delta m = Z_m m_0, \quad e_0 + \delta e = Z_e e_0. \quad (1)$$

Вычисляемые физ. величины, такие как матричные элементы переходов, содержат зависимости только от произведений $Z_m m_0$ и $Z_e e_0$. Затравочные масса и заряд, а также УФ-сингулярности по отдельности или в к.-л. др. комбинациях в них не входят. Поэтому возникает возможность отождествить произведения (1) с аксерим. («физическими») значениями массы и заряда электрона:

$$Z_m m_0 = m_{\text{физ}}, \quad Z_e e_0 = e_{\text{физ}}. \quad (2)$$

Эта операция переопределения физ. параметров

$$m_0 \rightarrow m_{\text{физ}} = Z_m m_0, \quad e_0 \rightarrow e_{\text{физ}} = Z_e e_0 \quad (3)$$

путём их умножения на сингулярные множители, полностью исключающая УФ-расходимости из наблюдаемых физ. величин, и наз. операцией П. (иногда П. бесконечностей).

Теория П. в КТП была разработана в кон. 1940-х — нач. 50-х гг. в трудах Ю. Швингера (J. Schwinger), Р. Фейнмана (R. Feynman), Ф. Дайсона (F. Dyson), А. Салама (A. Salam), Н. Н. Боголюбова.

С качеств. точки зрения изменение масс и зарядов частиц под влиянием взаимодействия представляется вполне естественным. Подобные явления известны из классич. электродинамики: сторонний заряд в среде создаёт вокруг себя облако поляризации, к-рое частично его экранирует. Поэтому на больших расстояниях эфф. значение наблюдаемого заряда оказывается меньше истинного. При перемещении такой частицы вместе с ней движется и облако поляризации, что приводит к эфф. изменению её инерционных свойств, т. е. массы. Изменения массы и заряда частицы в этом случае конечны.

В КТП подобная физ. интерпретация соотношений П. (3) затруднена из-за сингулярного характера констант П. Z_m , Z_e . В отличие от стороннего заряда в поляризуемой среде, к-рый можно «навлечь из среды и исследовать в пустоте, электрон в КТП не может быть «освобождён» от взаимодействия с квантовым эл.-магн. полем вакуума. Поэтому входящие в соотношения П. величины m_0 , e_0 , Z_m и Z_e не могут быть измерены на опыте по отдельности, а лишь в комбинациях (2). В результате П. получаются конечные и однозначные выражения, к-рые в ряде случаев описывают эксперимент с чрезвычайной высокой степенью точности. Так, значение аномального магнитного момента электрона, вычисленное в КЭД, совпадает с опытным значением на уровне аксерим. погрешности порядка 10^{-10} , что является рекордом в физике.

Операция устранения расходимостей может быть формализована и без использования соотношений П. типа (2), т. к. в пространственно-временном представлении УФ-расходимости обусловлены особенностями пропагаторов (одночастичных ф-ций Грина) Штюкельберга — Фейнмана [Е. С. G. Stueckelberg, 1948; Фейнман, 1949] по перенормировке квадрата интервала $s^2 = -c^2 t^2 - x^2$ на поверхности светового конуса ($s^2 = 0$). Поскольку радиационные поправки к матричным элементам выражаются в этом представлении через произведения пропагаторов, приходится оперировать с произведениями подобных сингулярностей, напр. с квадратами дельта-функции Дирака от s^2 . С матем. точки зрения проблема сводится к задаче определения операции умножения обобщённых функций.

Теория умножения обобщённых ф-ций, возникающих в квантовополевых вычислениях, была разработана

Н. Н. Боголюбовым в нач. 50-х гг. Проблема устранения расходимостей была затем рассмотрена на её основе Н. Н. Боголюбовым и О. С. Параскоком. Доказанная ими теорема о П. (см. *Боголюбова — Параскокова теорема*) с полной матем. строгостью исчерпывающе решает задачу получения конечных однозначных выражений для элементов матрицы рассеяния в рамках теории возмущений, без обращения к промежуточной регуляризации, *контрчленам* и сингулярным соотношениям П. типа (3). Репенутная часть теории Боголюбова — Параскока, т. н. *R-операция* Боголюбова, уже около трёх десятилетий является практич. основой получения конечных результатов в перенормируемых моделях КТП.

Как отмечалось, термин «П.» отсылается также и к конечным преобразованиям типа (3):

$$m \rightarrow Z_m m, \quad e \rightarrow Z_e e, \quad (4)$$

где Z_m , Z_e — конечные числа. Возможность и важность таких преобразований к конечной перенормировке, проводимых в квантовополевыми формализме после устранения расходимостей, связаны с неоднозначностью результата процедуры устранения бесконечностей. Анализ структуры этих неоднозначностей, к-рая описывается преобразованиями (4), указывает на существование особой симметрии перенормируемых выражений — симметрии, лежащей в основе репермаллиада группы.

Лит. Боголюбов Н. Н., Ширнов Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1981.

Д. В. Ширков.

ПЕРЕНОРМИРУЕМОСТЬ в квантовой теории поля (КТП) — свойство модели взаимодействия релятивистских полей, отвечающее возможности её непротиворечивого квантового рассмотрения и, в частности, устранения ультрафиолетовых расходимостей с помощью процедуры перенормировки.

В КТП модели распадаются на два класса: перенормируемые и неперенормируемые. В моделях, обладающих свойствами П., удаётся убрать все расходимости в перенормировки параметров (масс, констант связи и др.) исходного лагранжиана и в конечном итоге однозначно выразить результаты вычислений через перенормированные (физические) значения соответствующих параметров.

Упрощённым, но достаточно надёжным признаком П. может служить размерность константы связи. Так, в моделях КТП с лагранжианом взаимодействия вида

$$g_1 \varphi^4, \quad g_2 \bar{\psi} O \psi \psi \quad \text{и} \quad g_3 \bar{\psi} O' \psi B,$$

[φ — скалярное, ψ и $\bar{\psi}$ — спинорные, B_μ — векторное поля; $O, O' (\psi = 0, 1, 2, 3)$ — матрицы, определяющие вид взаимодействия; черта над ψ означает дираковское сопряжение] константы связи безразмерны. Соответственно этому величины g_1 , $(g_2)^2$ и $(g_3)^2$ являются естественными безразмерными параметрами разложения, вследствие чего регуляризованная теория возмущений (см. *Регуляризация расходимостей*) в УФ-пределе $q^2 \gg m^2$ (q — 4-импульс, m — наибольшая из имеющихся масс) может содержать только степени этих величин и их произведений на логарифмы $\ln(\Lambda^2/q^2)$, где Λ — импульс обрезания. Поэтому вполне естественно, что в таких моделях степень расходимости фейнмановских диаграмм с логарифмич. точностью не зависит от порядка теории возмущений. Вследствие этого операторная структура контрчленов, осуществляющих «уничтожение» расходившихся вкладов, не зависит от порядка теории возмущений, что и приводит к П.

В то же время для моделей четырёхфермионной или юкавского векторного типов

$$G \bar{\psi} O_i \psi \bar{\psi} O_j \psi, \quad \bar{\psi} \psi O_i \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu},$$

где константы связи обладают отрицат. массовой размерностью, безразмерные комбинации содержат положит. степени импульса обрезания: GA^2 , fA , вследствие

чего степень расхождимости растёт вместе со степенью константы связи и перенормировка оказывается невозможной.

Простота этой картины в некоторых случаях нарушается. Так, если в третьем из приведённых выше лагранжианов взаимодействия с безразмерными константами связи векторное поле B_μ имеет массу M , то возможно образование безразмерной комбинации с её участием: $g_3 \Lambda / M$, и свойство П. исчезает. В реальных случаях этой оговоркой, по-видимому, можно пренебречь, поскольку известные массивные векторные поля (W - и Z -бозоны) имеют калибровочную природу, а калибровочные поля «первоначально» безмассовы и «приобретают» массу в результате спонтанного нарушения симметрии, при чём свойство П. не нарушается. Осложнения могут также возникнуть для калибровочного взаимодействия фермионов, не сохраняющего чётности. В этом случае приходится иметь дело с т. н. *аномалиями*. С учётом этих оговорок безразмерность констант связи есть необходимое и практически достаточное условие П.

Для ответа на вопрос о физ. смысле свойства П. заметим, что квантовые *радиационные поправки* следует рассматривать как эффекты реакции квантового вакуума на прохождение через него тех или иных микрочастиц. УФ-расхождимости квантовых поправок обусловлены тем, что вакуумные КВ-флуктуации оказываются чрезмерно интенсивными. В перенормируемых моделях КТП их эффект удаётся свести к изменению физ. параметров частиц. С этой точки зрения П. отвечает тому, что для перенормируемых механизмов взаимодействия влияние малых расстояний, где сосредоточены ВЧ-флуктуации, на физику больших (в микроскопич. смысле) расстояний может быть эффективно учтено с помощью ограниченного числа конечных параметров.

Можно также сказать, что перенормируемые модели взаимодействия полей отвечают случаям, когда не удаётся построить последовательную квантовую теорию полей с данным механизмом взаимодействия. Иными словами, такие модели в сущности не удаётся проквантовать. Отсюда можно сделать вывод, что П. является синонимом «квантовой» теории.

Лит.: Б о с о л я б о в Н. И., Ш и р к о в Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1981; Б е л о к о р о в В. В., Ш и р к о в Д. В., Теория взаимодействий частиц, М., 1986.

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ — распространение эл.-магн. излучения, звука, нейтронов и др. частиц в различных средах: в свободном пространстве, в регулярно-неоднородных и случайно-неоднородных (турбулентных) средах, в средах с дискретными рассеивателями и т. д. при наличии процессов поглощения, испускания и рассеяния. Традиционно П. и. рассматривают в разл. разделах оптики, в частности при описании фотометрич. измерений, выяснении условий формирования оптич. изображений, нахождения характеристик рассеянного излучения и др. В классич. теории П. и. подлучена из энергетич. соображений и служит основой *фотометрии*. Кроме того, теорию П. и. применяют в астрофизике при расчёте светимости звёзд, в теплофизике при анализе теплопередачи через излучение, в геофизике при изучении теплового баланса Земли, а также в акустике, теории плазмы и ядерной физике.

Начало теоретич. фотометрии и теории П. и. как раздела науки связывают обычно с именами П. Бугера (Р. Voigt) и И. Ламберта (J. Lambert). Применительно к рассеивающим средам основы теории П. и. заложил О. Д. Хвольсон (1890) и А. Шустер (A. Schuster, 1905). Фотометрия оперирует с энергетич. характеристиками, описывающими отклик квадратичных приёмников излучения. Классич. феноменологич. теория П. и. использует наглядные понятия лучевой оптики, дополненные статистич. предположением о полной взаимной неогертенности полей для лучей, имеющих разное направление. Это предположение позволяет

суммировать ср. интенсивности лучей, приходящих с разл. направлений, игнорируя фазовые соотношения (аналогичное допущение в нелинейной теории волн известно как приближение случайных фаз).

Совр. теория П. и. основывается на статистико-волновом подходе, когда излучение и среда трактуются как два взаимодействующих случайных поля и излучение считается статистически квазидиффузным.

Основные понятия. В классич. теории переноса скалярного излучения в свободном пространстве, рассматривающей волновое поле как совокупность некогерентных лучевых пучков, осн. понятием является спектральная яркость $I = I(r, t, \omega, n)$, к-рая определяет ср. поток энергии dS через площадку da , сосредоточенный в телесном угле $d\Omega_n$ вблизи направления n и в интервале частот $d\omega$: $dS = I(r, t, \omega, n) da d\Omega_n d\omega$. Поэтому ср. плотность потока энергии S в точке r в момент времени t равна:

$$S(r, t) = \int n I(r, t, \omega, n) d\Omega_n d\omega.$$

Ср. плотность энергии поля равна:

$$W(r, t) = \int I(r, t, \omega, n) v_g^{-1} d\Omega_n d\omega,$$

где v_g — групповая скорость распространения излучения. Эти соотношения сохраняют силу и для разреженных рассеивающих сред.

Основой волновой теории П. и. служит интегрально-дифференц. ур-ние переноса излучения. Для неизменной во времени статистически однородной рассеивающей среды оно имеет вид:

$$dI/ds = -\alpha I + \int \sigma(n \leftarrow n') I(r, t, \omega, n') d\Omega_{n'} + Q(r, n), \quad (1)$$

где $dI/ds = n \nabla + v_g^{-1} \partial/\partial t$ — производная вдоль луча, Q — функция источников, α и $\sigma(n \leftarrow n')$ — феноменологич. параметры, наз. коэффициентами экстинкции и сечением рассеяния из направления n' в направлении n . Ур-ние (1) с соответствующими нач. и граничными условиями определяет поведение яркости I . Эта задача привела к формированию самостоят. ветви матем. физики — матем. теории П. и.

Ур-ние (1) выражает баланс энергий в бесконечно малом объёме среды: скорость изменения яркости I вдоль луча определяется рассеянием в данное направление n со всех др. направлений n' (интегральный член) и ослаблением из-за рассеяния и поглощения (член $-\alpha I$). Коэф. экстинкции α выражается в виде суммы, $\alpha = \alpha_a + \alpha_s$, энергетич. коэффициента поглощения α_a и коэф. коэффициента рассеяния α_s , связанного с сечением рассеяния соотношением

$$\alpha_s = \int \sigma(n \leftarrow n') d\Omega_{n'}.$$

Вне области источников выполняется ур-ние интегрального энергетич. баланса

$$\partial W/\partial t + \nabla S = - \int \alpha I d\Omega_n.$$

Для квазидиффузных и квазистационарных сред α и $\sigma(n \leftarrow n')$ зависят от r и t . В случае рассеяния с изменением частоты в интегральном члене в (1) появляются дополнит. интегрирование по частоте. При учёте векторного характера эл.-магн. поля яркость I нужно заменить на ярковую матрицу, к-рая описывает не только интенсивность, но и поляризацион. свойства излучения, причём α и $\sigma(n \leftarrow n')$ также становятся матричными величинами. Скалярное ур-ние (1) используют в оптике для описания светового излучения в тех случаях, когда можно пренебречь поляризацион. эффектами.

Аналогичные ур-ния с нелинейной правой частью используют при описании эл.-магн. излучения в плазме (т. н. кинетич. ур-ния для волн).

Поскольку ур-ние (1) основано на лучевых понятиях, в нём акцентируется лишь корпускулярная сторона дуализма волна — частица. Поэтому ур-ние (1) служит также основой теории переноса нейтронов, где вместо яркости I фигурирует одностативная ф-ция распределения нейтронов по скоростям, а ур-ние аналогично линеаризованному кинетическому уравнению Больцмана. При квантовой интерпретации излучения яркость I пропорциональна ф-ции распределения фотонов по направлениям и по частотам.

Обоснование теории П. и. было достигнуто в рамках статистич. оптики, к-рая ур-ние П. и. выводит из ур-ний Максвелла на основе волновых понятий, описывающих когерентные свойства излучения. При таком подходе яркость I связана с Вигнера функцией распределения $J_k(R)$, а последняя — с ф-цией когерентности $\Gamma(R, \rho)$ комплексной амплитуды поля. Для скалярного монохроматич. поля $u(r)\exp(-i\omega t)$, для к-рого

$$\Gamma(R, \rho) = \langle u(R + \rho/2)u^*(R - \rho/2) \rangle,$$

где (...) означает статистич. усреднение, * — комплексное сопряжение, $\rho = r_1 - r_2$ — разность, а $R = (r_1 + r_2)/2$ — «центр тяжести» радиусов-векторов точек наблюдения r_1 и r_2 , ф-ция Вигнера определяется как

$$J_k(R) = \int \Gamma(R, \rho) \exp(-ik\rho) d\rho / (2\pi)^3. \quad (2)$$

Для свободного статистически однородного поля ф-ция когерентности Γ зависит только от ρ , а ф-ция $J_k(R)$ связана с яркостью I соотношением

$$J_k = bI(n)\delta(|k| - k_0)k_0^{-2}, \quad (3)$$

где k_0 — волновое число, b — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц. Появление в (3) дельта-функции обусловлено волновым характером рассматриваемого излучения: волновые векторы составляющих поле плоских волн локализованы на поверхности $|k| = k_0$, при этом, согласно Вигнера — Хинчина теореме, $I(n) \geq 0$.

Соотношение (3) приближенно сохраняется для квазизвездного поля, ф-ция когерентности к-рого плавно зависит от R :

$$J_k(R) = bI(R, n)\delta(|k| - k_0)k_0^{-2}. \quad (4)$$

Условие квазизвездности можно записать в виде неравенства $|\partial\Gamma/\partial R| \ll |\partial\Gamma/\partial\rho|$, к-рое означает малость изменений ф-ции когерентности по аргументу R в сравнении с её изменениями по разностной переменной ρ . Классич. фотометрия соответствует некогерентному излучению, когда $|\partial\Gamma/\partial\rho| \sim \lambda^{-1}\Gamma$ и $\lambda \rightarrow 0$.

Входящую в (4) величину $I(R, n)$ считают о б о б щ ё н н о в 2, 4) величину $I(R, n)$ пропорц. преобразованию Фурье от ф-ции когерентности Γ по разностной переменной $\rho = r_1 - r_2$, поэтому

$$\Gamma(R, \rho) = \int J_k(R) \exp(ik\rho) dk = b \int I(R, m) \exp(ik_0\rho) d\Omega_m, \quad (5)$$

Значение соотношения (5) состоит в том, что оно связывает энергич. характеристику излучения (яркость I) с волновыми и статистич. характеристиками, а именно: с ф-цией когерентности волнового поля. Напр., для однородного и изотропного излучения яркость I не зависит от направления n , поэтому

$$\Gamma(\rho) = 4\pi b(k_0\rho)^{-1} \text{isinh}k_0\rho.$$

Т. о., соотношение (5) позволяет переходить от лучевого (энергетич.) описания к волновому (дифракционному) и тем самым извлекать из ур-ния П. и. их некие сведения о дифракц. эффектах.

В общей теории многократного рассеяния из ур-ния, определяющего поведение ф-ции когерентности Γ , следует, что обобщённая яркость $I(R, n)$ для достаточно

разреженных рассеивающих сред удовлетворяет ур-нию П. и. классич. теории (1). Тем самым устанавливается строгий статистич. смысл ур-ния П. и., однофотонно находит выражения для входящих в (1) феноменологич. коэф., к-рые в этом случае мало отличаются от результатов, полученных в приближении однократного рассеяния. Такой подход позволяет использовать хорошо развитый матем. аппарат теории П. и. для описания нек-рых дифракц. и интерференц. эффектов, связанных с частичной когерентностью излучения. В общем случае величина $I(R, n)$ не обладает всеми свойствами феноменологич. яркости, в частности, не является всюду неотрицательной.

Крупномасштабная среда. Статистико-волновое содержание теории П. и. наглядно проявляется на примере крупномасштабной статистически однородной рассеивающей среды. Ф-ция когерентности $\Gamma = \langle u(\xi_1, z)u^*(\xi_2, z) \rangle$, $\xi = (x, y)$, монохроматич. поля, распространяющегося в направлении оси z , удовлетворяет ур-нию

$$2ik_0\partial\Gamma/\partial z + [\Delta_{\xi_1} - \Delta_{\xi_2} + A(0) - A(\xi_1 - \xi_2)]\Gamma = 0 \quad (6)$$

(см. Параболическое уравнение приближение). Величина $A(\xi_1 - \xi_2)$ выражается через ф-цию корреляции флуктуаций среды в точках (ξ_1, z) и (ξ_2, z) . Отвечающая этому случаю обобщённая яркость I определяется соотношением

$$I(R_{1,2}, \nu) = (k/2\pi)^2 \int \exp(-ik\nu v) \Gamma(R_1 + \xi/2, R_1 - \xi/2, z) d\xi.$$

Здесь ν — поперечная часть единичного вектора $n = (v, \sqrt{1-v^2})$, к-рая играет роль угл. переменной и описывает направление излучения. Яркость $I(R_{1,2}, \nu)$ удовлетворяет вытекающему из (6) ур-нию П. и.:

$$dI/ds \equiv (\partial/\partial z + \nu v R_1)I = -\alpha I + \int [\sigma(v - v')I(R_1, z, \nu') d\nu', \quad (7)$$

где $\alpha = A(0)$, а сечение рассеяния $\sigma(v - v')$ выражается через преобразование Фурье от $A(\xi)$. Поскольку ур-ние (7) эквивалентно ур-нию (6), оно учитывает все дифракц. эффекты, описываемые волновым ур-нием (6).

В ряде случаев решение ур-ния (7) можно записать в явном виде. В простейшем случае свободного пространства ($\alpha = \sigma = 0$) решение имеет вид

$$I(R_{1,2}, \nu) = I_0(R_1 - \nu z, \nu), \quad (8)$$

где I — обобщённая яркость при $z > 0$, а I_0 — распределение обобщённой яркости в нач. плоскости $z = 0$. Это выражение отвечает сохранению величины I вдоль «обобщённого» прямого луча, к-рый, в отличие от обычной геом. оптики, строится для координаты R .

В феноменологич. теории, использующей предельный переход $\lambda \rightarrow 0$, для исходной яркости I_0 можно задавать произвольное угл. распределение, ограниченное единств. условием $I_0 \geq 0$. В ф-ле (8) обобщённая яркость I связана преобразованием Фурье с нач. ф-цией когерентности $G_0 = \Gamma|_{z=0}$, поэтому требование $I_0 \geq 0$ становится излишним. Эфф. угл. ширина $\Delta\theta = |\nu|$ обобщённой яркости I [т. е. масштаб изменения $I(R_{1,2}, \nu)$ по аргументу ν] подчиняется соотношению неопределённости $\Delta\rho_1 \Delta\theta \geq \lambda$, где $\Delta\rho_1$ — эфф. ширина ф-ции когерентности G_0 по аргументу ρ_1 , по порядку величины совпадающая с поперечным масштабом пространственной когерентности пучка (в классич. фотометрии соотношение неопределённости не возникает из-за предельного перехода $\lambda \rightarrow 0$). Продольный масштаб когерентности оценивается при помощи ф-лы (5), к-рая в этом приближении принимает вид:

$$\Gamma = b \int I(R, z, \nu) \exp\{ik[\rho_2(1 - \nu^2/2) + \rho_1 \nu]\} d\nu,$$

откуда $\Delta\rho_2 \sim \lambda/(\Delta\theta)^2$.

Описанный подход позволяет построить статистич. теорию переноса частично когерентного излучения и даёт возможность обосновать феноменологич. теорию для разреженных слабо рассеивающих сред. В противоположном случае плотных и сильно рассеивающих сред существ. роль начинают играть когерентные и кооперативные эффекты, при этом вопрос об области применимости феноменологич. ур-ния П. и. остаётся до конца не выясненным. Для таких сред фазовые соотношения между рассеянными волнами могут играть определяющую роль. Кооперативные эффекты приводят, в частности, к фундаментальному для теории аморфных тел явлению — *андерсоновской локализации* и, как следствие, к качеств. изменению характера П. и. Напр., ур-ние П. и. не в состоянии описать эффекты сильного рассеяния в одномерной модели рассеивающей среды.

Ур-ние П. и. описывает и др. виды волнового движения, при этом «яркость» I вводит при помощи соотношения (3) с подходящим значением коэф. b , напр. в случае звукового поля $b = \rho \omega^2 T$, где ρ — плотность среды, ω — скорость звука.

Лит.: Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, пер. с англ., М., 1953; Саложников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Рыто в С. М., Крайко в Ю. А., Гатварский В. И., Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Случайные поля, М., 1978; Адресян И. А., Крайко в Ю. А., Теория переноса излучения. Статистические и волновые аспекты, М., 1983. Л. А. Адресян, Ю. А. Крайко.

Перенос излучения в условиях негмонотонности элементарного акта рассеяния. Изложенный выше раздел теории П. и. относится к области $l \geq a$, где l — длина волны излучения, a — характерный масштаб макроскопич. флуктуаций в среде, на к-рых происходит рассеяние. В этом случае элементарный акт рассеяния света единичным объёмом среды описывается в ур-нии (1) сечением рассеяния σ , соответствующим данному типу флуктуаций. Такой подход применим также и к нерезонансному рассеянию света на микроскопич. флуктуациях распределения частиц по координатам и импульсам. При этом σ уже соответствует сечению рассеяния света отдельной частицей (когерентному, $\omega = \omega'$, или некогерентному комбинационному рассеянию света атомом или молекулой, комптоновскому рассеянию свободным электроном и др.). Общность формализма описания П. и. в указанных случаях базируется на мгновенности процесса рассеяния фотона средой (макроскопич. ансамблем или отдельной частицей), что и позволяет свести описание П. и. к замкнутому ур-нию (1) для интенсивности.

В теории П. и. важен более общий случай негмонотонности рассеяния света в элементарном акте, когда поглощение и рассеяние следует рассматривать раздельно и происходит перераспределение излучения по частоте. Эта область теории П. и. наиболее широко используется в астрофизике [1, 2]. Ур-ние для интенсивности $I(r, \xi, t)$, где $\xi = (\omega, \mu, \mu')$, принимает вид:

$$\left(c^{-1} \frac{\partial}{\partial t} + \nabla_r \frac{\partial}{\partial r} \right) I = -\kappa(r, \xi, t) I + Q(r, \xi, t), \quad (9)$$

где κ — вероятность поглощения фотона на единице длины пути, Q — объёмная плотность мощности излучения среды, κ -рая здесь учитывает также и упругое рассеяние света (ф-ция источников), дифференциальная по всем параметрам ξ фотона (μ характеризует поляризация, состояние фотона).

При отсутствии влияния элементарного акта поглощения света на величину Q (т. е. Q не зависит от I) ур-ние (9) полностью описывает П. и. Это типично, напр., для П. и. электронами плазм. путём тормозного, фотокремнищ., циклотронного механизмов испускания и поглощения (здесь Q не зависит от I при условии малости влияния актов поглощения на ф-цию распределения электронов по импульсам, как правило, равновесную). Если процессы релаксации к равновесию сильны не только для электронов, но и для фотонов (распределение k -рых тогда близко к распределе-

нию Планка с темп-рой электронов), то при условии малости эфф. длины пробега фотона по сравнению с характерным размером неоднородности темп-ры ур-ние (9) сводится к простому ур-нию диффузионного типа для темп-ры (лучистая теплопроводность, [3]).

Перенос резонансного излучения. Др. важный случай П. и. относится к резонансному рассеянию света на атомах или молекулах среды. Поглощение резонансного фотона приводит к образованию возбуждённого атома (ВА), к-рый подвергается сложному микроскопич. воздействию среды, тогда как рассеяние нерезонансного фотона атомом соответствует виртуальному (по сути мгновенному) возбуждению атома. В переносе резонансного излучения ф-ция источников Q определяется в общем случае ф-цией распределения ВА по координатам, импульсам и параметрам ξ излучаемого в момент времени t фотона $f(r, \rho, t)$:

$$Q = A \omega_0 \int f(r, \rho, \xi, t) d\rho \equiv A \omega_0 N(r, \xi, t), \quad (10)$$

где A^{-1} — полное (интегральное по ξ) время жизни ВА (для простоты двухуровневого) по отношению к радиат. распаду в линии с частотой перехода ω_0 . Коэф. поглощения κ определяется сечением поглощения резонансного фотона невозбуждённым атомом с импульсом ρ :

$$\kappa = \int \sigma_{\text{полг}}(\rho, \xi) f_0(r, \rho, t) d\rho, \quad (11)$$

где f_0 — ф-ция распределения невозбуждённых атомов. Ф-ция распределения ВА является решением кинетич. уравнения

$$\begin{aligned} \hat{\Delta} f \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} + F \frac{\partial}{\partial p} \right) f = \hat{L} f - A f + q + \\ + \int d\Delta t \int d\xi' \frac{I(r, \xi', t - \Delta t)}{\hbar \omega} \sigma_{\text{раск}}(\xi' \rightarrow \xi, \rho, \Delta t) f_0(r, \rho, t - \Delta t), \end{aligned} \quad (12)$$

где F — внеш. сила, q — внеш. источник ВА, \hat{L} — оператор, описывающий все процессы взаимодействия ВА с окружающей средой (включая процессы релаксации по ρ и ξ , а также девозбуждение ВА столкновениями). Величина $\sigma_{\text{раск}}$ описывает дифференц. по ξ и Δt сечение двухступенчатого процесса поглощения отдельным атомом (с импульсом ρ) фотона ξ' и последующего перезлучения фотона ξ по истечении времени Δt с учётом воздействия на ВА всех микро- и макроскопич. флуктуаций среды. Вероятность указанного процесса, интегральная по Δt , определяет широко используемую в астрофизике [1, 2, 4] ф-цию перераспределения $R(\xi \rightarrow \xi')$ фотона по его параметрам в акте рассеяния (как правило, по частоте, при соответствующем усреднении по остальным параметрам). Свёртка функции R по начальным или конечным параметрам фотона даёт соответственно контур линии (т. е. плотность вероятности) испускания $P(\xi')$ и поглощения $\varepsilon(\xi)$ фотона:

$$\int R(\xi \rightarrow \xi') d\xi = P(\xi'), \quad \int R(\xi \rightarrow \xi') d\xi' = \varepsilon(\xi) \equiv \frac{\kappa(\xi)}{\int \kappa(\xi') d\xi'}.$$

Фактически за перераспределение по частоте отвечают те же механизмы, что и за уширение линии: доплеровский, итарновский и др.

Ур-ние (12) позволяет сформулировать критерий мгновенности элементарного акта рассеяния: его эфф. длительность должна быть мала по сравнению с характерными временами эволюции ф-ции распределения ВА под действием операторов $\hat{\Delta}$ и \hat{L} . При выполнении этого условия ур-ние (9) с учётом ур-ий (10) и (12) переходит в ур-ние (1).

В том предельном случае, когда реализуется полное «завыание» испущенным фотонами его состояния до поглощения, R распадается на произведение вероятности поглощения и испускания — т. е. полное перераспределение по частоте (ППЧ). При этом $N(r, \xi, t) = N(r, t) P(\xi)$, где $N(r, t)$ — плотность ВА. Если

можно пренебречь макроскопич. движением среды за характерные времена эволюции движения в данной среде, система ур-ний (9—12) сводится к одному из основополагающих ур-ний теории П. и. — ур-нию Бибермана — Холстейна (1947). В однородной стационарной среде (объёма V) оно имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(A + v_T)N + A \int N(r)G(|r - r'|)dr' + q,$$

где v_T — скорость нерадиационного (прежде всего столкновительного) девозбуждения атома, а ядро G выражается через вероятность $T(\rho)$ прохождения фотона пути, не меньшего ρ , без поглощения:

$$G(\rho) = -\frac{1}{4\pi\rho^2} \frac{\partial T}{\partial \rho}, \quad T(\rho) = \int_{\rho}^{\infty} P(\omega) \exp[-\kappa(\omega)\rho] d\omega.$$

Выведенное первоначально из балансовых соотношений ур-ние Бибермана — Холстейна было впоследствии обосновано в рамках микроскопич. квантового описания эволюции фотонного газа в резонансной атомной среде. Матем. аппарат теории П. и. в приближении ППЧ см. в [1, 2, 5].

ППЧ реализуется как при внеш. микроскопич. воздействиях [следствие описываемых величинами σ и Z в (12) взаимодействия с др. частицами, приводящего к сбою фазы атомного осциллятора — см. Уширение спектральных линий], так и в результате хаотизации параметров излучаемого фотона независимо от микроскопич. воздействия среды (при доплеровском уширении).

ППЧ соответствует случаю, когда наиб. ярко выражено явление излучения. В этом случае стационарное распределение возбуждённых атомов в конечном объёме определяется вероятностью только прямого, без рассеяния, выхода фотона из среды:

$$N = q/(v_T + A\bar{T}(r)),$$

где $\bar{T}(r)$ — усреднённая по углам вылета фотона вероятность выхода фотона, испущенного в точке r , без рассеяния.

Совр. развитие теории переноса резонансного излучения связано с выходом за рамки приближения ППЧ, т. е. практически значим более общий случай — т. н. частичное перераспределение по частоте (см. (12), [6]), имеющий место в астрофиз. объектах, в лабораторной плазме с многозарядными ионами, для к-рых возрастает роль механизма спонтанного испускания ($A \propto Z^4$, Z — заряд иона) благоприятствует частичному сохранению памяти фотона не только в далёком крыле линии.

Лит.: 1) М. Яхьяев Д., Звездные атмосферы, пер. с англ., ч. 1 — М., 1982; 2) Иванов В. В., Перенос излучения и спектры небесных тел, М., 1989; 3) Зельдович Д. В., Ра яев Р. Ю. П., Физика ударных волн и высоко-температурных гидродинамических явлений, М., 1986; 4) Булышев А. В., Проблемы образования и эволюции звезд, М., 1988; 5) Биберман А. М., Холстейн А. П., Стационарные задачи теории радиационного переноса возбуждения, М., ИАЭ, репринт 1804, 1989; 6) Махров В. А., Сечин А. Ю., Старостин А. Н., Теория нестационарного переноса резонансного излучения в условиях частичного перераспределения по частотам, ЖЭТФ, 1990, т. 97, № 3, с. 1114; А. В. Куркушин, В. И. Клеон.

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ — безызлучательная передача энергии электронного возбуждения при эл.-магн. взаимодействии двух частиц (молекул, ионов, комплексов), находящихся на расстоянии, меньшем длины волны излучения. В результате П. э. молекула — донор энергии переходит в состояние с меньшей энергией, а молекула — акцептор энергии — в состоянии с большей энергией. Взаимодействие частиц, вследствие к-рого происходит П. э., может быть мультипольным (в частности, диполь-дипольным) или обменным. Характерные расстояния, при к-рых осуществляется П. э., достигают при диполь-дипольном взаимодействии 5—6 д.м., при обменном — 1—2 нм. Процессы П. э. отличаются от процессов переноса излучения. Последние

происходят с участием излучат. квантовых переходов: акцептор энергии поглощает фотон, испущенный донором энергии, причём частицы находятся на расстоянии, большем длины волны излучения. Процессы П. э. между одинаковыми молекулами (атомами или ионами), происходящие, как правило, многократно, наз. *мигрирующей энергией*.

Условия, необходимые для П. э., реализуются в осн. в конденсир. средах (в газах взаимодействие частиц при их соударении приводит к уширению спектральных линий). П. э. играет существен. роль для процессов люминесценции. Взаимодействие при П. э. обычно предполагается настолько слабым, что спектры поглощения и люминесценции взаимодействующих частиц практически не меняются, т. е. остаются такими же, что и в отсутствие взаимодействия. В соответствии с законом сохранения энергии П. э. происходит только при условии, что спектры поглощения акцептора и спектры люминесценции донора перекрываются, т. е. в условиях резонанса. Если электронные переходы в доноре и акцепторе разрешены правилами отбора, то П. э. происходит в результате диполь-дипольного взаимодействия. Для этого случая теория П. э. была развита Т. Ферстером (Th. Foerster, 1948). Она рассматривает процесс П. э. между молекулами в *адиабатическом приближении* и предполагает, что после переноса происходит быстрая колебл. релаксация в молекуле акцептора, что обеспечивает необратимость П. э. Скорость П. э. (вероятность переноса в единицу времени) выражается ф-лой

$$W = R_0^6/\tau_D R^6, \quad (1)$$

где τ_D — радиац. время жизни донора, R — расстояние между молекулами, R_0 — т. н. Ферстеровский радиус, т. е. расстояние, на к-ром вероятность переноса W равна вероятности излучения $1/\tau_D$. Величина R_0 связана со степенью перекрывания спектров след. образом:

$$R_0^6 = \frac{9\chi^2 c_0^2}{8\pi} \int F_D(\omega) \sigma_A(\omega) n^{-4} \omega^{-4} d\omega, \quad (2)$$

где χ зависит от взаимной ориентации дипольных моментов донора и акцептора, $F_D(\omega)$ — нормированный спектр люминесценции донора [$\int F_D(\omega) d\omega = 1$], σ_A — эфф. сечение поглощения акцептора, n — показатель преломления среды, ω — круговая частота излучения люминесценции. Если ориентации донора и акцептора не коррелированы, то ср. квадратичное значение $\chi^2 = 2/3$.

Влияние П. э. на характеристики люминесценции можно определить, проведя усреднение по разл. положениям акцепторов относительно доноров в среде. Для случая, когда молекулы донора и акцептора неподвижны в течение всего времени возбуждённого состояния, такое усреднение даёт след. результат: затухание люминесценции донора после импульсного возбуждения происходит по закону (Ферстеровское затухание)

$$\rho(t) = \exp(-t/\tau_D - 2q\sqrt{t/\tau_D}), \quad (3)$$

где $q = (\pi^{1/2}/2)(c_A/c_0)$, c_A — концентрация молекул акцептора, $c_0 = (4\pi/3)^{-1}R^3$ — т. н. критич. концентрация для данной пары донор — акцептор. Ф-ла (3) справедлива, если концентрация акцепторов достаточно мала: $c_A R \ll 1$, где v — объём молекулы акцептора.

В жидк. растворах на П. э. оказывает влияние диффузия молекул, к-рая приводит к приближению молекул донора и акцептора и ускоряет П. э. При этом закон затухания (3) на далёких стадиях префигурирует в экспоненциальный, зависящий от коэф. диффузии D («закон $D^{1/2}$ »):

$$\rho(t) = \exp\left\{-\frac{t}{\tau_D} - 0,68 \cdot 4\pi(D\tau_D)^{1/2} c_A^{1/2} c_0 \frac{t}{\tau_D}\right\}.$$

Диполь-дипольный механизм П. э. осуществляется в жидких и твердых растворах органич. веществ типа красителей. Им объясняются мн. случаи тушения и сенсибилизации люминесценции, а также контрагг. деполаризация люминесценции (см. *Поляр化的な люминесценция*). П. э. играет большую роль в фотосинтезе, обеспечивая передачу энергии возбуждения молекулы хлорофилла к реакц. центрам.

П. э. при облучении взаимодействии наблюдается, когда электронные переходы в акцепторе запрещены. Этим видом П. э. объясняется сенсибилизатор. фосфоресценция (см. *Кооперативная люминесценция*) органич. соединений при взаимодействии молекулы донора в триплетном состоянии с молекулой акцептора в осн. состоянии и переходе молекулы акцептора в триплетное состояние (триплет-триплетный П. э.). При этом зависимость выхода люминесценции донора I_D от концентрации акцептора c_A может быть выражена ф-лой Перрена:

$$I_D = I_{D0} \exp(-\alpha c_A),$$

где α характеризует объем, охваченный процессами тушения. П. э. от органич. молекул в триплетном состоянии к молекуле кислорода приводит к *тушению люминесценции*, а также к образованию кислорода в синглетном состоянии.

П. э. в кристаллах и стеклах имеет большое значение в лазерных материалах с редкоземельными и переходными ионами. В этом случае П. э. обуславливает самотушение при увеличении концентрации активатора. Механизм самотушения обычно связан с миграцией энергии по ионам активатора, что ускоряет передачу к тушащей примеси, роль к-рой может играть и сам активатор в виде близкорасположенной пары ионов. Теория самотушения показывает, что в этом случае для описания миграции энергии и П. э. к примеси обычно неприменимо диффузионное приближение, а необходимо др. модели («прыжковое тушение»). П. э. используется также для повышения эффективности лазерных материалов, как и др. люминофоров, путём сенсибилизации.

Сравнительно большое τ_D для редкоземельных ионов дало возможность детально изучить кинетику П. э. в системах, содержащих такие ионы. При этом удалось выделить раад. стадии П. э., в т. ч. фёрстеровскую (статическую стадию), когда миграция по одноименным ионам ещё не играет роли, и миграционно-ускоренную, дающую закон затухания доноров, близкий к экспоненциальному.

Процессы П. э. в молекулярных кристаллах с примесями обуславливают эфф. люминесценцию примесных молекул при возбуждении в осн. веществе. В этом случае П. э. объясняется миграцией экситонов, к-рую обычно можно описать как диффузию экситонов. В типичных случаях (напр., для кристалла антрацена) коэф. диффузии имеет порядок величины 10^{-4} — 10^{-3} см² с⁻¹ при комнатной тем-ре и увеличивается при понижении тем-ры (см. *Экситон*).

Лит.: Безматчателый перенос энергии электронного возбуждения, Д., 1977; Агранович В. М., Галакин И. и М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978; В у р р и т е в и а. И., Концентрационное тушение неэнергетич. возбуждений в растворах, «УФН», 1984, т. 143, с. 553. М. Д. Галакин.

ПЕРЕНОСА ПРОЦЕССЫ в плазме — неравновесные процессы, приводящие к установившемуся пространственному распределению параметров плазмы — концентрации, среднемаховой скорости и парциальных тем-р электронов и тяжёлых частиц. В отличие от тем-р нейтральных частиц, П. п. в плазме зависит от напряжённостей собственных самосогласованных электрич. E и магн. B полей, к-рые определяются токами и объёмными зарядами частиц плазмы. Поэтому П. п. в плазме в общем случае описываются системой ур-ний переноса частиц, импульса и энергии и ур-ний Максвелла.

В гидродинамич. приближении, когда смещения частиц между столкновениями (в отсутствие магн. поля — длина свободного пробега λ) меньше характерных масштабов неоднородности плазмы L , а характерные частоты не превосходят частот столкновений ν , классические (столкновительные) П. п. описываются матрицей коэф. переноса. Она линейно связывает потоки частиц, импульса и энергии с факторами, нарушающими термодинамич. равновесие, — градиентами парциальных концентраций и тем-р, неоднородностью скорости, электрич. полем (см. *Перенос явлений*). Вследствие большого различия между массами электронов и тяжёлых частиц (ионов и нейтральных молекул) тем-ры их, вообще говоря, различны, поэтому перенос энергии лёгкой в тяжёлой компонентой рассматривают отдельно. Напр., в отсутствие магн. поля V поток тепла q_n , обусловленный температурным градиентом ∇T_n к.-л. компоненты n , есть $q_n = -c_{en} \chi_n \nabla T_n$, где c_{en} — уд. теплоёмкость при пост. объёме, χ_n — коэф. температуропроводности. Парциальный тензор плотности потока импульса $\hat{p}_n = -\eta_n \hat{W}_n$, где тензор скорости сдвигов

$$W_{ik} = \frac{\partial u_{ik}}{\partial x_k} + \frac{\partial u_{ki}}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \operatorname{div} u.$$

При $V = 0$ оценки для коэф. температуропроводности χ_n и кинематич. вязкости $\eta_n/m_e n_n$ в плазме такие же, как и в нейтральных газах: $\chi_n \approx \eta_n/m_e n_n \approx \lambda_n^2 \nu_n$, где n_n — концентрация, m_e — масса частиц компоненты n . Перенос частиц в плазме обусловлен градиентами концентрации (диффузия), тем-ры (термодиффузия) и электрич. полем.

П. п. в слабоионизованной плазме без магнитного поля. В слабоионизов. плазме, а также в полупроводниках и слабых электролитах имеется выделенная система осчёта, связанная с нейтральной компонентой (в полупроводниках — с решёткой). Если столкновения заряд. частиц между собой несущественны, то потоки частиц определяются трением их о нейтральный газ и равны в этой системе:

$$\Gamma_n = n_n u_n = -D_n \nabla n_n - D_n^{(T)} n_n \nabla \ln T_n \pm b_n n_n E,$$

где D_n , $D_n^{(T)}$ — коэф. диффузии, термодиффузии, b_n — *подвижность*; при этом $D_n \approx D_n^{(T)} \approx \chi_n$. Эти коэф. связаны с тем-рой и зарядом частицы Z_n соотношением Эйнштейна: $D_n = T_n b_n / |Z_n|$. Суммарная проводимость плазмы $\sigma = \sum_n |Z_n| n_n b_n$.

Неоднородность плазмы создаёт самосогласованное неоднородное электрич. поле, к-рое при медленных процессах определяется условием *квазинейтральности плазмы* $\sum_n Z_n n_n \approx 0$ и является потенциальным. Простейшим примером влияния самосогласованного электрич. поля на П. п. является *амбиполярная диффузия* в простой ($n_e = n_i = n$) слабоионизов. плазме при $T_e = T = T_i$ const, к-рая описывается ур-нием

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla(D_A \nabla n) = I,$$

где I соответствует рождению и рекомбинации частиц, а коэф. амбиполярной диффузии

$$D_A = \frac{D_e b_i + D_i b_e}{b_e + b_i} \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)$$

определяется наим. подвижными частицами (ионами). Электрич. поле тормозит электроны и приводит к совместной диффузии электронов и ионов, потоки к-рых Γ_e , Γ_i в одномерном случае отлагаются на пост. вектор, т. е. плотность тока $j = \text{const}$. При $I = 0$ характерное диффузионное время жизни неоднородности $\tau_A = L^2/D_A$, где L — характерный размер неоднородности. Эта ситуация является вырожденной: ур-ние не содержит

явно электрич. поля и не зависит от тока, протекающего через неоднородную плазму.

Диффузия в плазме с ионами разных сортов даже при $j = 0$ не сводится к амбиполярной, т. к. электрич. поле оказывается пропорциональным градиентам всех парциальных концентраций. При этом кер-вые потоки частиц могут быть направлены в сторону возрастания их концентрации. В многокомпонентной плазме или в случае, когда подвижности зависят от электрич. поля, протекание пост. тока приводит к движению неоднородностей со скоростью амбиполярного дрейфа V . В плазме, содержащей k сортов заряд. частиц с пост. подвижностями, имеется $(k-2)$ разл. значений скорости амбиполярного дрейфа, соответствующих разным типам сигналов. Напр., если имеются ионы двух сортов (i_1, i_2) с подвижностями $b_{i1} \gg b_{i2}$, то при $n_{i2} = \text{const}$ скорость амбиполярного дрейфа

$$v_a = \frac{j_0 n_{i1}}{e b_{i1} (n_{i1} + n_{i2})}. \quad (*)$$

В простой газоразрядной плазме обычно существенна зависимость подвижности электронов от электрич. поля $b_e(E)$. При этом $v_a = E b_e b_i / (1 + b_e)$, где $b_e = -\partial(\ln b_e) / \partial(\ln E)$. Скорость амбиполярного дрейфа v_a характеризует распространение квазинейтральных возмущений (волн плотности) плазмы. Большие возмущения (как волны большой амплитуды) из-за нелинейной связи между концентрациями и скоростями потоков (*) деформируются и опрокидываются. Возникают области с резкими градиентами концентрации — скачки, аналогичные ударным волнам, — где существенна диффузия или нарушается квазинейтральность. Если же масштаб неоднородностей $L \ll T/(eE)$, то эволюция их и при наличии тока определяется лишь диффузией.

П. п. в слабоионизованной плазме в магнитном поле. Т. к. смещение заряд. частиц поперек магн. поля V уменьшается с ростом B до коэф. переноса являющихся тензорами: вдоль B их компоненты такие же, как и при $B = 0$, а поперек — малы. При $\omega_c/v_a \gg 1$ ($\omega_c = -|Z_e|B/m_e c$ — циклотронная частота) в слабоионизов. плазме поперечные диагональные элементы тензоров диффузии имеют вид

$$D_{\alpha 1} = \frac{T_{\alpha 0} b_{\alpha 1}}{|Z_{\alpha}|} \sim D_{\alpha 1}^{(T)} \sim \chi_{\alpha 1} \sim \rho_{\alpha}^2 v_a$$

($\rho_{\alpha} = \sqrt{2T_{\alpha 0}/m_{\alpha}}/\omega_c$ — ларморовский радиус). В сильном магн. поле $D_{e1} \ll D_{e1}$, тогда как $D_{e1} \gg D_{i1}$. Нedioнальные (холловские) компоненты тензоров подвижности в этих же условиях ($\omega_c/v_a \gg 1$) соответствуют дрейфу в скрещенных полях:

$$b_{\lambda} = b_{\lambda} \frac{c}{B}; \quad D_{\lambda} = \frac{T_{\lambda 0} b_{\lambda}}{|Z_{\lambda}|} \sim D_{\lambda}^{(T)} \sim \chi_{\lambda} \sim \frac{c T_{\lambda}}{B |Z_{\lambda}|}$$

Даже в простой слабоионизов. плазме в магн. поле перенос частиц не сводится к амбиполярной диффузии. Для ее реализации был бы необходим электрич. потенциал, тормозящий во всех направлениях наиб. подвижные частицы (электроны — вдоль B ; ионы — поперек B). Такой потенциал, как правило, не удовлетворяет граничным условиям и может реализоваться лишь в исключит. случаях. Поэтому и у-ние амбиполярной диффузии описывает лишь одномерную эволюцию поперек B , а также эволюцию профилей вдоль $n(r, z) = n_1(r) n_2(z)$ (z — координата вдоль B , r — поперек B) в диалектрич. баллоне или в неограниченной плазме (в последнем случае такой профиль реализуется лишь при очень сильном превышении возмущенной концентрации над фоновой). Характерное диффузионное время жизни при этом

$$\tau_A^{-1} = D_{i1} \frac{1 + T_e T_i}{L^2} + D_{e1} \frac{1 + T_e T_e}{L_1^2}$$

где L, L_1 — размеры неоднородности вдоль и поперек B . В общем случае условие квазинейтральности требует равенства $\text{div} \Gamma_e = \text{div} \Gamma_i$ и по плазме протекает вихревой ток. Тогда эволюция может определяться не наименьшими, а наибольшими коэф. диффузии по каждому направлению. Такой режим «короткого замыкания» наблюдается при диффузии плазмы, ограниченной металл. стенками. При этом электроны уходят из плазмы вдоль B , ионы — поперек B , и по плазме протекает ток, к-рый замыкается через проводящие стенки камеры. Характерное время такой диффузии

$$\tau^{-1} \sim \frac{D_{e1}}{L^2} + \frac{D_{i1}}{L_1^2}$$

может быть в парядки меньше амбиполярного. В неограниченной плазме возмущение еко концентрации приводит к появлению вихревого тока, к-рый определяет диффузионную эволюцию неоднородности. На рис. 1

приведены поверхности пост. концентрации при диффузии малого (точечного) возмущения в однородной неограниченной плазме. Характерные размеры возмущенной области вдоль и поперек B определяются наиб. подвижными в каждом направлении частицами и равны соответственно

$$L_0 = \sqrt{D_{e1} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) t};$$

$$L_1 = \sqrt{D_{i1} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) t}.$$

Для выбранного на рис. 1 примера отношение $L_1/L_0 \approx 10$. Поляризация электрич. поле вызывает протекание электронного и ионного токов по фоновой плазме, поддерживающей квазинейтральность и

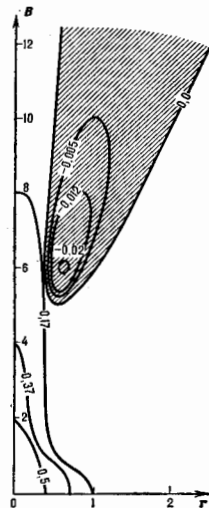


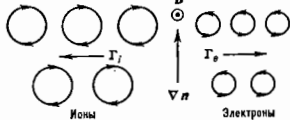
Рис. 1. Линии равной концентрации при диффузии точечного возмущения в однородной неограниченной плазме. Размеры области возмущения вдоль поля в 10 раз больше области возмущения поперек поля.

формирующих область с пониж. концентрацией плазмы (защтрихована на рис. 1). Скорость амбиполярного дрейфа в магн. поле отлична от нуля даже в простой слабоионизов. плазме. Поэтому при протекании внем. тока через неоднородность эволюция ее сопровождается движением и нелинейной деформацией профиля, образованием скачков и разделением неоднородности на движущиеся с разной скоростью сгустки плазмы.

П. п. в полностью ионизованной плазме в однородном магнитном поле. Неоднородная плазма разделяется вдоль B со скоростью ионно-звуковых волн $\sim \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$, поэтому не существует диффузии в продольной, полностью ионизованной плазме вдоль B , реализуется только диффузия поперек поля, определяемая электронами $D_{11} = D_{e1} = D_{i1} - \rho^2 v_{e1}$. Подвижности компонент также отсутствуют — определена только суммарная проводимость. Оценки для температуропроводности также же, как и в слабоионизов. плазме, т. е. $\chi_{e1} \sim \sqrt{m_e/m_i} \chi_{i1}$ при $T_e \sim T_i$. В сильном магн. поле

поперечное к \mathbf{B} электр. поле с точностью до $(\rho_i/L)^2$ не приводит к току, а вызывает дрейф всей плазмы в целом со скоростью $c[EB]/B^2$ (см. Дрейф заряженных частиц). В полностью ионизованной плазме имеются также т. в. косые (описываемые недиагональными элементами $Z_{\alpha\beta}$) потоки зарядов поперек \mathbf{B} (рис. 2); $\mathbf{V}_\alpha = c\mathbf{B}\nabla(\ln T_\alpha)/Z_\alpha B^2$. В прямом однородном магн. поле их дивергенция равна нулю ($\text{div}\mathbf{V}_\alpha = 0$), т. к.

Рис. 2. Потоки частиц в неоднородной плазме поперек магнитного поля.



они не связаны с перемещением ведущих центров ларморовских орбит, а обусловлены неполной компенсацией потоков электронов и ионов из-за неоднородного распределения их орбит. В неоднородном магн. поле $\text{div}\mathbf{V}_\alpha \neq 0$ из-за дрейфа ведущих центров связанного с неоднородностью и кривизной магн. поля.

«Косые» потоки электронов и ионов, проявляющиеся как диамагн. ток, приводят к появлению сил трения электронов об ионы $\mathbf{R} = m_e \mathbf{v}_{ei} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i)$. Дрейфовое движение электронов и ионов поперек \mathbf{B} под действием этой силы происходит совместно в направлении против $\nabla \ln$ со скоростью $\sim c[BR]/e^2 B^2 n$ и проявляется как амбиполярная диффузия с коэф. $D_{\perp 1} \sim \rho_i^2 v_{ei}$. Того же порядка поперечные диагональные коэф. термодиффузии $D_{\perp 1}^{(T)} = D_{\perp 1}^{(T)} \sim \rho_i^2 v_{ei}$. Перенос ионов примеси происходит значительно быстрее, т. к. он обусловлен ионно-ионными столкновениями и не связан с переносом электронов. Даже при однородной темп-ре он не сводится к диффузии, поскольку поток примеси содержит слабеющие, пропорц. к градиенту её концентрации, так и градиенту концентрации осн. компоненты.

Перенос икулуса (вязкость) в полностью ионизованной плазме определяется ионами. Тензор вязкости η_{ij} в магн. поле имеет элементы, пропорц. ларморовскому радиусу ρ_i , ρ_e и λ_i : $\sim n m_i^2 v_{ei}^2$, $\sim n m_e^2 v_{ei}^2$ и $\sim n m_i \rho_i \lambda_i v_{ei}$. Вязкость и инерция ионов приводит к дополнительному по сравнению с диффузионным потоку ионов. Условие обращения его в нуль определяет поперечное к \mathbf{B} амбиполярное электр. поле.

Перенос тепла не связан условием квазинейтральности и происходит, вообще говоря, быстрее, чем перенос частиц. Напр., поперечная (диагональная) теплопроводность полностью ионизованной плазмы определяется ионами: коэф. температуропроводности

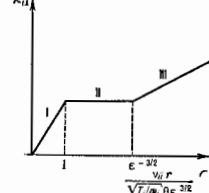
$$\chi_{i\perp} \sim \rho_i^2 v_{ei} \sim \sqrt{m_i/m_e} \chi_{e\perp} \gg D_{\perp 1} \sim \chi_{e\perp}$$

Классич. описание П. п. возможно при очень малом смещении частиц между столкновениями (малой длине свободного пробега). В полностью ионизованной плазме, где сечения столкновений дают с ростом скорости, для описания быстрых электронов, у к-рых длина пробега велика, необходим кинетич. подход, учитывающий, что электроны, ускоряемые электр. полем между столкновениями, могут приобрести такую скорость, что они уже перестают формироваться за счёт столкновений. С др. стороны, даже в слабостолкновит. плазме с достаточно плавными ф-циями распределения, к-рые можно характеризовать анизотропными темп-рами, потоки проницательных градиентам макроскопич. параметров, что даёт возможность построить замкнутую систему ур-ний переноса.

Неоклассические П. п. в неоднородном магнитном поле. Все диагональные коэф. переноса поперек \mathbf{B} складывают с ростом \mathbf{B} как B^{-2} . На этом основано удержание плазмы в магнитных ловушках. Однако из-за кри-

воильности и неоднородности магн. поля П. п. в них оказываются сложные. Дрейфы заряд. частиц в неоднородном магн. поле приводят к поляризации плазмы и к течению её в скрещенных электр. и магн. полях. Поэтому П. п. поперек магн. поверхностей в гидродинамич. приближении, напр., носит характер своеобразной коллекции. В этом режиме эфф. неоклассич. коэф. температуропроводности (рис. 3, III) и диффузии в токамаке в $(\epsilon/\theta)^2$ раз больше, чем в прямом цилиндре ($\epsilon = r/R$ — отношение радиусов

Рис. 3. Зависимость неоклассической ионной температуропроводности от частоты столкновений в токамаке: I — режим редких столкновений («банановый»); II — режим плаги; III — гидродинамический режим.



магн. поверхности, θ — отношение пологой и торoidalной магн. полей). В режиме редких столкновений (рис. 3, I) смещение частиц поперек \mathbf{B} между столкновениями может намного превышать ларморовский радиус. При этом осн. вклад в радиальный неоклассич. перенос дают частицы с малыми продольными скоростями, запертые из-за неоднородности поля \mathbf{B} на внеш. обводе тора. Проекция их траекторий на плоскость малого сечения тора имеют вид бананов шириной $b_\perp \sim \rho_i \sqrt{\epsilon/\theta} \gg \rho_e$. При столкновении такие частицы смещаются на большое расстояние (порядка b_\perp) и эфф. частота столкновений для них высока, поэтому, несмотря на малочисленность, именно они определяют П. п.: $\chi_{i\perp} \sim \rho_i^2 v_{ei} \sqrt{\epsilon/\theta^2} \sim \sqrt{m_i/m_e} \chi_{e\perp}$. Диффузия автоматически амбиполярна; $D_{\perp 1} \sim \chi_{e\perp}$. В промежуточном режиме (плато II на рис. 3) коэф. переноса тоже определяются частицами с малыми продольными скоростями и не зависят от частоты столкновений. Неоклассич. П. п. существуют также в др. магн. ловушках — *стеллараторах, открытых ловушках*.

Аномальные П. п. Применительно представлений о классических (столкновительных) П. п. ограничена тем, что в неоднородной плазме, особенно в магн. поле, возможны многочисленные, неустойчивости. В результате их развития плазма может перейти в турбулентное состояние. Возникающие при этом хаотич. электр. и магн. поля в ряде случаев приводят к аномальным П. п., на порядки превышающим классические. Макроскопич. потоки частиц, импульса и энергии при этом определяются не только средними полями и профилями, но и установившимися уровнем и спектром колебаний. Аномальную диффузию частиц сравнивают с *Ваза диффузией*, к-рая наблюдалась в газовых разрядах. Перенос частиц и электр. ток теплоперенос в токамаках также аномальны и значительно превышают неоклассич. значения, но оказываются меньше боровских. Как правило, не удаётся построить замкнутую систему ур-ний, описывающую аномальные П. п.; результаты в осн. сводятся к полночисленности. Исключение составляет случай слабой турбулентности, когда в квазинейтральной приближении удаётся описать аномальные П. п. Построение общей количеств. теории аномальных П. п. является одной из наб. актуальных задач физики плазмы.

Лит.: Галеев А. А., Сагдеев Р. З., «Неоклассическая теория диффузии, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 7, М., 1973; Хинтон Ф., Явления переноса в столкновительной плазме, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1983; Хортон В., Дрейфовая турбулентность и аномальный перенос, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; Ораевский В. Н., Коляков Ю. В., Хазанов Г. В., Процессы переноса в анизотропной оклоновой плазме, М., 1985; Рожанский В. А., Пендлин Л. Д., Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме, М., 1988.

В. А. Рожанский, Л. Д. Пендлин.

ПЕРЕНОСА ЯВЛЕНИЯ — неравновесные процессы, в результате к-рых в физ. системе происходит пространственный перенос элктрич. заряда, вещества, импульса, энергии, энтропии или к-л. др. физ. величин. Общую феноменологич. теорию П. я., применимую к любой системе (газообразной, жидкой или твёрдой), даёт *термодинамика неравновесных процессов*. Более детально П. я. изучает *кинетика физическая*. П. я. в газах рассматриваются на основе *кинетической теории газов* с помощью *кинетического уравнения Больцмана* для ф-ции распределения молекул; П. я. в металлах — на основе кинетич. ур-ния для электронов в металле; перенос энергии в непроводящих кристаллах — с помощью кинетич. ур-ния для *фононов* кристаллич. решётки. Общая теория П. я. развивается в *неравновесной статистич. механике* на основе *Ливелля уравнения* для ф-ции распределения всех частей, из к-рых состоит система (см. *Грина — Кубо формулы*).

П. я. — возмущения, нарушающие состояние термодинамич. равновесия: действие внеш. элктрич. поля, наличие пространств. неоднородностей состава, темп-ры или ср. скорости движения частиц системы. Перенос физ. величины происходит в направлении, обратном её градиенту, в результате чего изолированная от внеш. воздействий система приближается к состоянию термодинамич. равновесия. Если внеш. воздействия поддерживаются постоянными, П. я. протекает стационарно.

П. я. характеризуются необратимыми потоками J_i физ. величины, напр. диффузионным потоком вещества, тепловым потоком или тензором потока импульса, связанного с градиентами скоростей. При малых отклонениях системы от термодинамич. равновесия потоки линейно зависят от термодинамич. сил X_k , вызывающих отклонение от термодинамич. равновесия, и описываются феноменологич. ур-ниями

$$J_i = \sum_k L_{ik} X_k,$$

где L_{ik} — феноменологич. коэф. переноса (в термодинамике неравновесных процессов) или *кинетические коэффициенты* (в физ. кинетике), вычисляемые с помощью решения кинетич. ур-ний. Термодинамич. силы X_k вызывают необратимые потоки; напр. градиент темп-ры вызывает поток теплоты (*теплопроводность*), градиент концентрации вещества — поток компонента смеси (*диффузия*), градиент массовой скорости — поток импульса (вязкое течение; см. *Вязкость*).

Перенос вещества, вызванный градиентом темп-ры, — *термодиффузия* и обратный ей процесс переноса тепла вследствие градиента концентрации (*Дюбуа эффект*) называют *перекрёстными процессами*. Для перекрёстных процессов в отсутствии магн. поля имеет место соотношение симметрии $L_{ik} = L_{ki}$ (*Онсагера теорема*), являющееся следствием микроскопич. обратимости ур-ний, описывающих движение частиц. Если магн. поле отлично от нуля, то при замене $i \rightarrow k$ нужно изменить направление магн. поля на противоположное.

П. я. обычно сопровождаются производством энтропии $\sigma(t)$ в единицу времени:

$$\sigma(t) = \sum_i J_i X_i = \sum_{ik} X_i L_{ik} X_k.$$

Это выражение является формулировкой *второго начала термодинамики* для П. я. В случае стационарных систем П. я. все образующаяся энтропия отводится из системы.

Плотности потоков, кроме диссипативных частей, пропорциональных термодинамич. силам и связанным с производством энтропии, могут содержать недиссипативные части, к-рые соответствуют конвект. переносу физ. величин с гидродинамич. скоростью $v(x,t)$. Локальная плотность энтропии $S(x,t)$ тоже переносится с гидродинамич. скоростью, так что производство энтропии происходит в элементе жидкости, движущейся

с гидродинамич. скоростью. Поэтому $S(x,t)$ удовлетворяет ур-нию баланса:

$$\frac{\partial S(x,t)}{\partial t} - \text{div} v(x,t) S(x,t) = \sigma(x,t),$$

где $\sigma(x,t)$ — плотность производства энтропии, связанная с проиводством энтропии: $\sigma(t) = \int \sigma(x,t) dx$.

П. я. происходят не только в однородных системах, внутри к-рых отсутствуют поверхности раздела, но и в гетерогенных системах, состоящих из однородных подсистем, отделённых друг от друга или естествен. поверхностями раздела (таких, как жидкость и её пар), или полупроницаемыми мембранами. При возникновении в гетерогенной системе разности элктрич. потенциалов, перепада давлений или компонент, темп-ры и т. д. между подсистемами возникают необратимые потоки заряда, компонент вещества, теплоты и т. п. Эти потоки связаны с термодинамич. силами линейными соотношениями, и П. я. в гетерогенных системах также сопровождаются производством энтропии. К подобным П. я. относятся электрокинетические явления — перенос заряда и вещества вследствие перепада элктрич. потенциала и давления (в частности, фильтрация), *термомеханические эффекты* — перенос теплоты и массы в результате перепада темп-ры и давления в *емли жидком*.

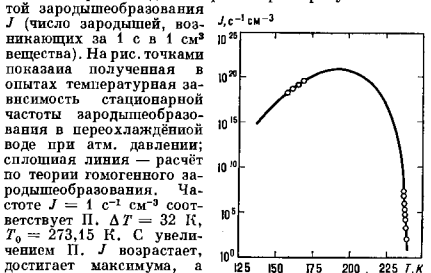
К П. я. относятся также *перенос энергии* электронного возбуждения от возбуждённых атомов к невозбуждённым в веществе и *перенос излучения* в среде при наличии процессов испускания, поглощения и рассеяния. Рассеяние и разможевание нейтронов являются примером П. я., к-рый изучается на основе кинетич. ур-ния для нейтронов с учётом ядерных взаимодействий со средой. Интенсивно развивается теория П. я. на основе неравновесной статистической механики.

Лит. см. при ст. *Термодинамика неравновесных процессов*, *Кинетика физическая*.

ПЕРЕНОСНОЕ ДВИЖЕНИЕ в механике — движение подвижной системы отсчёта по отношению к системе отсчёта, принятой за основную (условно считаемую неподвижной). См. *Относительное движение*.

ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЕ — охлаждение вещества ниже темп-ры равновесного перехода в др. агрегатное состояние (фазу); частный случай перехода системы в *метастабильное состояние*. В последовательности *фазовых переходов* от высокотемпературных к низкотемпературным фазам (пар → жидкость → кристалл I → кристалл II) возможно П. каждой фазы по отношению к последующей. П. необходимо, чтобы фазовый переход 1-го рода происходил с конечной скоростью. Большое П. однородной системы может быть обусловлено отсутствием зародышей конкурирующей фазы или очень медленным их ростом вследствие малой подвижности молекулы.

Для металлич. капель наблюдались следующие П. $\Delta T = T_0 - T$, где T_0 — равновесная темп-ра кристаллизации: 52K(Hg), 122K(Sn), 296K(Ge), 277K(Cu). Устойчивость переохлаждённой фазы характеризуется частотой зародышеобразования



ватем убывает. Такое поведение $J(T)$ характерно и для др. кристаллизующихся веществ. Аморфная вода при $T < 135\text{ К}$ находится в застеклованном (внутренне неравновесном) состоянии.

Замедление процессов образования и роста зародышей (см. *Кинетика фазовых переходов*) при П. используются в производстве стекла, аморфных металлов, при закалке сталей и др. сплавов. П. водяного пара и капель воды влияет на характер атм. осадков.

Лит.: С и р и о в В. П., К о в е р д а В. П., *Смешанная кристаллизация переохлажденных жидкостей*, М., 1984.

В. П. Скрипов.

ПЕРЕСЕЧЕНИЕ УРОВНЕЙ — одно из явлений *интерференции состояний*, возникающее при воздействии на квантовую систему (атом, молекулу) внеш. магн. поля, к-рое приводит к совпадению энергий (вырождению) состояний, отличающихся проекциями угла. момента на одну или две единицы \hbar . В области вырождения наблюдаются особенности в поляризации рассеиваемого системой резонансного излучения, к-рые позволяют определять точку пересечения уровней энергии (как ф-цию напряженности магн. поля) и полусумму их ширин. Эффект, возникающий при наличии взаимодействия уровней (смешивания) состояния в области их макс. сближения), наз. антипересечение *и м. у. р. о. в. е. н. и.*; вырождения в этом случае не наступает.

Е. Б. Александро

ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ магнитных полей в плазме — физ. процесс, связанный с высвобождением запасов магн. энергии, накапливаемой в разл. плазменных конфигурациях, и её преобразованием в кинетич. и тепловую энергию плазмы. Часть энергии, выделяемой при П., может передаваться небольшой группе частиц, ускоряемых при этом до очень высоких (иногда ультрарелятивистских) энергий. При П. обязательно изменяется топология магн. поля — возникают новые магн. структуры: петли магн. линий, магн. острова, нейтральные точки и нейтральные линии магн. поля, течения плазмы. Процесс П. играет важную роль во мн. физ. явлениях, происходящих в космосе, и термоядерной плазме.

Перестройка топологии магн. поля, происходящая при П., связана с нарушением замороженности магн. силовых линий в плазму. Условие замороженности магн. поля в плазму записывается как равенство нулю электрич. поля, индуцируемого движением со скоростью v идеально проводящей среды:

$$E + \frac{1}{c} [vB] = 0 \quad (\text{см. Вмороженность магнитного поля}).$$

В рамках магн. гидродинамики с использованием закона Ома, связывающего величину тока j с величиной электрич. поля E , в движущейся системе координат

$$E + \frac{1}{c} [vB] = \frac{1}{\sigma} j + \frac{m_e}{ne} \frac{dj}{dt}, \quad (1)$$

нарушение замороженности означает наличие в (1) справа не равных нулю членов. Если не равен нулю первый член вследствие конечной (а не бесконечной) проводимости σ плазмы, возникает т. н. резистивный механизм П. Второй, инерционный, механизм П. обусловлен конечностью массы m_e носителей тока — электронов. Анализ процесса П. с помощью кинетич. теории позволяет добавить к этим двум механизмам третий, связанный с беспотенциальн. резонансным процессом — *Ландау затуханием*. Возможны и модификации этих трёх механизмов, напр. аномальное сопротивление, возникающее при рассеянии электронов на разл. микроустойчивостях, к-рые могут возбуждаться в плазме.

При МГД-подходе на основе указанных выше механизмов явление П. можно рассматривать или как вынужденный, или как спонтанный процесс.

В моделях вынужденного П. (модель Паркера — Свита, модель Петчека) изучаются течения плазмы под действием приложенного к ней внеш. электрич. поля E_0 . Магн. поле B_0 на границах системы, показанной на рис. 1, прил. антипараллельны, поэтому

в ней существует особая линия, наз. нейтральной (или нулевой), перпендикулярная плоскости рис. 1, на к-рой магн. поле обращается в нуль или имеет компоненту только вдоль указанной линии. Под действием электрич. поля плазма вместе с силовыми линиями магн. поля дрейфует со скоростью u (см. *Дрейф заряженных частиц*) к нейтральной линии, где происходит разрыв

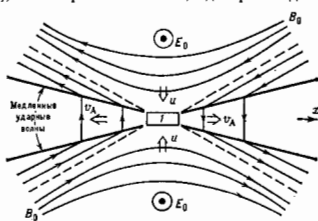


Рис. 1. Модель вынужденного пересоединения, предложенная Х. Петчеком. Пересоединение силовых линий осуществляется в малой диффузионной области.

магн. силовых линий и соединение их уже в новой комбинации. Перестройка поля должна уменьшить общую длину силовых линий, а значит, и энергию поля, уменьшается и плотность тока в нейтральной линии. Пересоединившиеся силовые линии выносятся из области П. (цифра 1 на рис. 1) вместе с плазмой, ускоренной до скоростей порядка альевновской $v_A = B_0/\sqrt{4\pi M_i}$ (M_i — плотность плазмы).

Скорость П. силовых линий характеризуется безразмерной величиной (числом Маха):

$$M = \frac{u}{v_A}, \quad \text{где } u = \frac{E_0}{B_0}. \quad (2)$$

Исследование МГД-моделей показало, что темп П. слабо зависит от конкретных механизмов П., а определяется гл. обр. граничными условиями, т. е. способом организации течения плазмы к области П. По модели Паркера — Свита процесс диссипации магн. поля осуществляется лишь в малой диффузионной области I (рис. 1) в окрестности нейтральной линии, где annihilрует лишь небольшое кол-во магн. энергии; темп П. в этом случае $M = Re_m^{-1/2}$, где $Re_m = 4\pi\sigma_0 A/Lc^2 \gg 1$ — магн. Рейнольдса число, L — характерный размер слоя. Для солнечной плазмы магн. число Рейнольдса очень велико, и поэтому скорость сближения магн. силовых линий составляет малую часть альевновской скорости. В модели Петчека кроме диффузионной области имеется ещё и волновая: четыре стоячие ударные волны (медленно движущиеся относительно плазмы), в к-рых осуществляется осн. перестройка магн. поля. Пересекая ударные волны, плазма отворачивает вправо или влево от области П., и магн. силовые линии перематываются в новые конфигурации. Это позволяет повысить темп П. до величины $M \sim 1/\ln Re_m$. Подобные модели [1] могут использоваться и в беспотенциальн. плазме, если толщина слоя настолько мала, что возможны развитие токовых неустойчивостей и возникновение аномального сопротивления.

Вынужденное П. рассматривалось также Х. Альвеном в модели движения отд. частиц. Пренебрегая тепловыми скоростями электронов и ионов, в этой модели можно найти самосогласов. связь электрич. и магн. полей и получить для темпа П. величину $M \sim c/\omega_{pi}d$, где d — поперечный размер системы, ω_{pi} — ионная плазменная частота.

В модели разрыва нейтрального слоя, предложенной С. И. Сыроваткиным [2], процесс П. рассматривается как динамический и существенно нестационарный. Исходная конфигурация магн. полей имеет прибл. такой же

вид, как на рис. 1, но величина электрич. поля полагается настолько большой, что вместо квазистационарного течения плазмы в системе реализуется течение кумулятивного типа. Поток замороженного в плазму магн. поля, поступающий к нейтральной линии, не успевает пересоединиться и «расплюсчивается» её в широкий токовый слой, вблизи к-рого плотность частиц прогрессирующе убывает, что приводит к разрыву слоя. При быстрых перестройках (разрывах) магн. поля возникают сильные импульсные индукц. электрич. поля, к-рые могут ускорять заряд. частицы до больших скоростей (см. Разрыв магнитосферодинамические). Динамич. модели вынужденного П. используются при исследовании вспышек на Солнце. Подобные явления наблюдались и при лаб. моделировании процесса П.

При рассмотрении П. как спонтанного (самопроизвольно возникающего) процесса простейшая модель нейтрального слоя (рис. 2а) представляет собой плазменную конфигурацию с антипараллельными магн. полями, в центре к-рой существует плоскость, где магн. поле обращается в нуль. В более общем случае в систе-

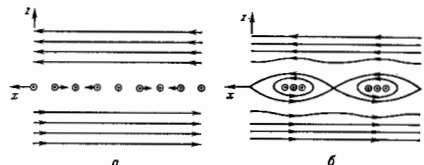


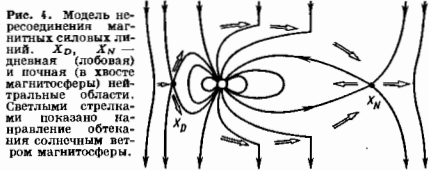
Рис. 2. Нейтральный слой в плазме: а — конфигурация неустойчива из-за прилегания друг к другу параллельных токов, текущих поперёк магнитного поля (кружки); б — спонтанное пересоединение магнитных полей (образование магнитных островов).

ме возможно и магн. поле, перпендикулярное плоскости рисунка. Важно, чтобы имелась компонента магн. поля, меняющая свой знак (на рис. 2 по оси z). Неоднородное магн. поле, показанное на рис. 2, создаётся поперечными токами, локализованными в окрестности нейтрального слоя. Как всякие параллельные токи, эти токи притягиваются друг к другу и стремятся «слипнуться» в токовые волокна (пичивание тока). Для того чтобы тенденция токов к пичиванию реализовалась, необходимо, чтобы в рассматриваемой системе имелся хотя бы один из тех механизмов нарушения замкнутости, о к-рых говорилось выше. Пичивание ведёт к перестройке магн. поля — перезамыканию магн. силовых линий и образованию магн. островков (рис. 2б). Спонтанный процесс П. (т. е. разрыва силовых линий существующего магн. поля) обычно наз. разрывной (или тиринг-) неустойчивостью (РН). В зависимости от того, какой физ. механизм ответствен за разрыв магн. поля, рассматривают резистивные, инерционные и резонансные моды РН. Для процессов в высокотемпературной космич. плазме характерна резонансная мода РН, связанная с бесстолкновит. передачей энергии резонансным частицам (Ландау затухание). В термодерных установках проявляются т. и. полустолкновит. кинетич. режимы РН, для к-рых уже неприменимо простое МГД-описание. Конкретным механизмом П. определяется характерное время процесса, но качество во всех случаях эволюция системы осуществляется аналогичным образом, показанным на рис. 2. Спонтанное П. также удаётся наблюдать в лаб. экспериментах. Для анализа устойчивости реальных плазменных конфигураций необходимо учесть влияние всегда имеющейся нормальной компоненты магн. поля. Даже очень малая величина этой компоненты меняет свойства системы (особенно в бесстолкновит. случае) кардинальным образом [3]: РН стабилизируется, и конфигурация приобретает метастабильные свойства.

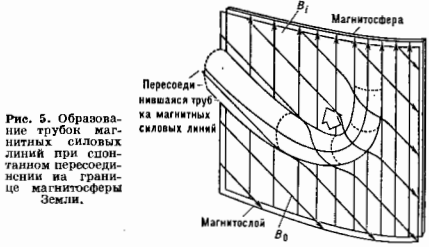
Магн. конфигурация с обращённым полем при наличии нормальной компоненты (рис. 3) способна накопить значит. кол-во магн. энергии без её немедленного высвобождения. Срыв процесса накопления при достижении системой порогового значения ведёт к бурному взрывному выделению запасённой энергии. Эта



способность процессов П., по-видимому, проявляется в солнечных вспышках [4] и магнитосферных суббурях. П. является одним из осн. физ. процессов, контролирующих структуру и динамику магнитосферы. Согласно модели Давжи [5], межпланетное и геомагн. поля впервые пересоединяются в лобовой области на границе магнитосферы (рис. 4), где П. носит импульсивный



всплеск. Пересоединившиеся магн. волокна diam. $\sim 1-2$ радиуса Земли (рис. 5) вместе с потоком обтекающей магнитосферу солнечной плазмы уносятся на ночную сторону в магнитосферный хвост, где и пересоединяются в обратной последовательности



[6]. Топологич. связь межпланетного поля с магн. полем Земли и наличие коопетивных движений плазмы в магнитосфере, связанных с П., доказаны многолетними наземными и спутниковыми наблюдениями.

Процесс П. важен и в физике Солнца. Нагрев верх.



хромосферы и короны Солнца всё чаще связывают с диссипацией магн. полей (т. е. с одной из форм П.). П. магн. силовых линий используются в самых разнообразных моделях солнечных вспышек. По одной из таких моделей небольшой петлевой вспышки всплывающий поток (рис. 6) пересоединяется с лежащим выше полем. Выделяющееся тепло и ускоренные частицы направляются вниз в ниж. часть хромосферы, где вызывают H_{α} -вспышку [7] (см. *Вспышка на Солнце*).

Лит.: 1) Vasiliadis V. M., Theoretical models of magnetic field line merging, *Reviews Geophys. and Space Phys.*, 1975, т. 13, № 4, р. 303; 2) Неустойчивые токовые слои в плазме, «Тр. ФИАН», 1974, т. 74; 3) Галес А. А., Зельды Л. М., Метастабильные состояния диффузного нейтрального слоя в коронах газа субюри, «Известия в ЖЭТФ», 1975, т. 22, № 7, с. 360; 4) Сомов Б. В., Проблемы физики солнечных вспышек, М., 1982, с. 5—52; 5) Акасофу С. И., Ченмеи С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 2, М., 1975, с. 50; 6) Зельды Л. М., Динамика плазмы и магнитных полей в хвосте магнитосферы Земли, в кн.: *Итоги науки и техники. Сер. Исследования космического пространства*, т. 21, М., 1986; 7) Прист Э. Р., Солнечная магнитоидродинамика, пер. с англ., М., 1985.

ПЕРЕСТАНОВКА ГРУППА степени n — множество $S(n)$ перестановок n «предметов». П. г. также наз. с и м е т р и ч е с к о й г р у п п о й. Условно считать, что данные предметы размещены на n заномерованных местах и символ

$$S = \left\langle \left(\begin{matrix} i_1 i_2 \dots i_n \\ j_1 j_2 \dots j_n \end{matrix} \right) \mid (k, j, k = 1, 2, \dots, n) \right\rangle$$

обозначает перестановку, k -рая состоит в перемещении предмета с места ik на место jk (движение вниз). Из этого представления видно, что порядок расположения пар (ik, jk) в символе S не имеет значения, а умножение в группе $S(n)$

$$\left\langle \left(\begin{matrix} i_1 i_2 \dots i_n \\ k_1 k_2 \dots k_n \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} i_1 i_2 \dots i_n \\ j_1 j_2 \dots j_n \end{matrix} \right) \right\rangle = \left\langle \left(\begin{matrix} i_1 i_2 \dots i_n \\ k_1 k_2 \dots k_n \end{matrix} \right) \right\rangle$$

напоминает закон умножения матриц. П. г. является конечной группой порядка $n!$

Элементы на $S(n)$ могут быть порождены более простыми элементами, наз. **циклами** или **транспозициями**, напр.

$$\left\langle \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 \\ 2 & 3 & 4 & 1 & 6 & 7 & 5 & 8 & 9 \end{matrix} \right\rangle = (1234)(567)(8)(9),$$

где каждый цикл $(i_1 i_2 \dots i_m)$ определяется как частичная перестановка

$$\left\langle \left(\begin{matrix} i_1 i_2 \dots i_m i_{m+1} \\ i_2 i_3 \dots i_m i_1 i_{m+1} \end{matrix} \right) \right\rangle.$$

Цикл из двух символов наз. **транспозицией**. Цикл можно записать иначе: $(1234) = (2341) = (3412) = (4123)$; произведение непересекающихся циклов коммутативно: $(1234)(567) = (567)(1234)$; цикл с одним символом обычно опускают. Любой цикл можно представить как произведение транспозиций: $(1234) = (12)(13)(14)$ (действие слева направо). Каждая перестановка представляется в виде произведения непересекающихся циклов (однозначно, с точностью до порядка множителей). Каждая конечная группа порядка n изоморфна подгруппе группы $S(n)$ (теорема Кэли).

Группа $S(n)$ допускает точное линейное представление (см. *Представление группы*) в векторном пространстве V_n размерности n . Оператор представления T_x переводит $x \in V_n$ в $x' = T_x x \in V_n$, так что в произвольном фиксиров. базисе e_1, e_2, \dots, e_n представление T_x элемента S действует след. образом:

$$T_x e_{ik} = e_{jk} \quad (ik, jk = 1, 2, \dots, n).$$

В каждом столбце и в каждой строке матрицы T_x содержится по единств. элементу, равному единице, все остальные элементы равны нулю. Все неприводимые представления П. г. можно описать при помощи **Юнга схем**.

Если физ. система состоит из n тождественных частиц, то группа симметрии её гамальтонова будет содержать группу $S(n)$.

Лит.: Любарский Г. Я., Теория групп и ее применение в физике, М., 1958; Хамерш М., Теория групп и ее применение в физических проблемах, пер. с англ., М., 1966; Варту А., Соичи Р., Теория представлений групп и ее приложения, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1980. С. И. Азаков.

ПЕРЕСТАНОВЧНЫЕ СООТНОШЕНИЯ — алгебраич. равенства, k -рым подчинены коммутаторы или антикоммутаторы нек-рых мате. величин, в частности величин, встречающихся при формулировке квантовой теории, напр. операторов квантовой механики. Если A_1 и A_2 — две такие величины, то коммутатором $[A_1, A_2]$ наз. разность между произведениями $A_1 A_2$ и $A_2 A_1$, т. е. $[A_1, A_2] = A_1 A_2 - A_2 A_1$. Антикоммутатором $\{A_1, A_2\}$ наз. сумма этих произведений, т. е. $\{A_1, A_2\} = A_1 A_2 + A_2 A_1$. Обычно коммутаторы или антикоммутаторы нек-рой совокупности величин A_1, A_2, \dots, A_n выражаются посредством П. с. через линейные комбинации тех же величин. Важнейшие свойства (напр., допустимые значения) физ. величин A_1, \dots, A_n определяются именно П. с. и не зависят от представления последних, т. е. от того, каким конкретным способом реализованы величины A_1, \dots, A_n . Это объясняется фундам. роль П. с. в квантовой физике.

Если П. с. не включают антикоммутаторов, т. е. имеют вид $[A_j, A_k] = \sum_i c_{ijk} A_i$, то П. с. задают век-ную

Ли алгебру, причём числа c_{ijk} наз. структурными константами соответствующей Ли группы, а величины A_1, \dots, A_n — генераторами этой группы. Реализация генераторов A_1, \dots, A_n самосопряжёнными операторами в *гильбертовом пространстве* или конечномерном евклидовом пространстве наз. представлением алгебры Ли. Приведём нек-рые примеры.

Если все $c_{ijk} = 0$, т. е. если все попарные коммутаторы равны нулю, то соответствующая группа наз. абелевой или коммутативной. Тогда в каждом представлении можно одновременно привести генераторы A_1, \dots, A_n к диагональному виду. Физически это означает, что величины A_1, \dots, A_n могут иметь одновременно точные значения. Если в числе генераторов есть *гамальтонов* \hat{H} квантовой системы, то в состояниях с фиксиров. энергией E все др. физ. величины из числа генераторов A_1, \dots, A_n также могут принимать вполне определ. значения. Поскольку гамальтонов управляет временной эволюцией системы, все величины A_1, \dots, A_n оказываются интегралами движения, т. е. сохраняются с течением времени. Так, в задаче о движении частицы в центр. поле попарно перестановочными являются гамальтонов \hat{H} , оператор квадрата момента импульса \hat{L}^2 и оператор \hat{L}_z проекции момента импульса на k -л. ось. Поэтому в пространстве состояний существует базис, составленный из собств. векторов сразу трёх операторов: \hat{H} , \hat{L}^2 и \hat{L}_z . Это позволяет использовать стандартную классификацию состояний частицы с помощью трёх квантовых чисел — главного l , орбитального (азимутального) l и магнитного m .

Если $n = 3$, а $A_1 = \hat{L}_x, A_2 = \hat{L}_y, A_3 = \hat{L}_z$ — проекции операторов момента импульса на оси x, y, z , то П. с. приобретают форму $[\hat{L}_j, \hat{L}_k] = i \sum_{l \neq j, k} \epsilon_{jkl} \hat{L}_l$, где ϵ_{jkl} — полностью антисимметричный тензор. В этом случае П. с. задают простейшую неабелеву алгебру — алгебру Ли группы SU_2 . Группа SU_2 возникает в физике всегда, когда физ. система обладает симметрией по отношению к вращениям трёхмерного пространства. Из П. с. видно, что разл. проекции момента не перестановочны друг с другом, так что они не имеют одновременно точных значений. К диагональному виду можно привести любой, но только один из трёх операторов, напр. \hat{L}_z . Его собств. значения дискретны и равны $\hbar m$, где m — целое или полуцелое число. Квадрат оператора

момента $\hat{L}^2 = \hat{L}_1^2 + \hat{L}_2^2 + \hat{L}_3^2$ также имеет лишь дискретные свойства. значения $\hbar^2 l(l+1)$, где l — целое или полуцелое неотрицат. число. При заданном l имеем $m = -l, l-1, \dots, -l$. Если l целое, то l и m являются упомянутыми орбитальным и магнитным квантовыми числами.

Если $l = 8$, а П. с. имеют ту же форму $[A_j, A_k] = -i \sum_{j,k} \epsilon_{jkl} A_l$, но $j, k, l = 1, 2, \dots, 8$, то П. с. определяют алгебру Ли группы SU_8 . Её генераторы порождают, напр., «вращения» в пространстве цветов кварка. По отношению к таким вращениям симметричен гамма-теория кантовой хромодинамики — теория, описывающая сильное взаимодействие элементарных частиц. Физ. состояния кантовой хромодинамики должны быть «бесцветными», т. е. принадлежать одномерным (спинлетам) представлениям группы SU_3 .

Пусть $l = 3$, а $A_1 = \hat{q}$, $A_2 = \hat{p}$, $A_3 = \hat{I}$, где \hat{I} — единичный оператор, а \hat{q} и \hat{p} — операторы координаты и импульса частицы. Равенство $[\hat{q}\hat{p}] = i\hbar \hat{I}$ задаёт т. н. квант. механику П. с. для системы с одной степенью свободы. Они определяют алгебру Ли группы Гейзенберга. Из них видно, что координата и импульс не могут принимать одновременно определ. значения. Если Δq и Δp — неопределённости в значениях координаты и импульса, то $\Delta q \Delta p \geq \hbar$. Это — частный случай неопределённости соотношения. Для системы с m степенями свободы, т. е. для системы, гамма-теория к-рой зависит от m операторов обобщённых координат $\hat{q}_1, \dots, \hat{q}_m$ и от m сопряжённых этим координатам импульсов $\hat{p}_1, \dots, \hat{p}_m$, канонич. П. с. имеют вид $[\hat{q}_i, \hat{p}_j] = i\hbar \delta_{ij}$ (здесь выписаны только ненулевые коммутаторы). Вообще, переход от классического к квантовому описанию физ. системы можно трактовать как замену классических Пуассона сбок коммутаторами операторов соответствующих величин. Из канонич. П. с. следует, что каждая пара канонич. переменных \hat{q}_i, \hat{p}_i удовлетворяет соотношению неопределённости. В представлении, в к-ром все операторы координат диагональны [т. е. в представлении, где состояние задаётся волновой ф-цией $\Psi(\hat{q}_1, \dots, \hat{q}_m)$, причём $\hat{q}_j \Psi = \hat{q}_j \Psi$], операторы импульсов действуют по правилу $\hat{p}_j \Psi = (\hbar/i) \partial \Psi / \partial \hat{q}_j$. В случае конечного числа степеней свободы все др. корректные представления канонич. П. с. связаны с описанным посредством не-кого унитарного преобразования, т. е. эквивалентны ему. Часто вместо координат и импульсов используют операторы рождения $\hat{a}_j^+ = (\hat{q}_j - i\hat{p}_j)/\sqrt{2}$ и уничтожения $\hat{a}_j = (\hat{q}_j + i\hat{p}_j)/\sqrt{2}$.

П. с. для них принимают форму $[a_j, a_k^+] = \hbar f$ (выписаны только ненулевые коммутаторы). В случае бесконечного числа степеней свободы (когда $m = \infty$) разл. представления канонич. П. с. уже не обязательно эквивалентны друг другу. Обычно используют Фока представление или представление с вакуумом.

Важнейшие системы с бесконечным числом степеней свободы — релятивистские кантовые поля. Так, свободное скалярное безмассовое вещество. поле $\phi(x) = \phi(x_0, x)$, зависящее от времени x_0 и координат x пространств. точки, задано равенством

$$\square \phi(x_0, x) = \frac{1}{\sqrt{2(2\pi)^3}} \int \frac{d^3k}{ik} [\exp(i|k|x_0 - ikx) a^+(k) + \exp(-i|k|x_0 + ikx) a(k)]$$

(в системе единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Операторные ф-ции $a^+(k)$ и $a(k)$ удовлетворяют П. с. $[a(k), a^+(k')] = \delta(k - k')$, где $\delta(k)$ — дельта-функция Дирака. С дискретными операторами рождения и уничтожения a_j^+ и a_j функция $a^+(k)$ и $a(k)$ связаны равенствами

$$a_j^+ = \int d^3k v_j(k) a^+(k) \text{ и } a_j = \int d^3k v_j(k) a(k),$$

причём $v_j(k)$ — нек-рая ортонормирован. система ф-ций. Свободное поле $\phi(x)$ подчинено след. уравнениям П. с.:

$$[\phi(x_0, x), \phi(x'_0, x')] = i\delta(x - x'),$$

где точка означает производную по времени. Если времена x_0 и x'_0 различны, то $[\phi(x), \phi(x')] = D(x - x')$, где $D(x)$ — перестановочная функция Паули — Йордана. Взаимодействующие поля обладают только частью свойств свободных полей, выраженных П. с., они должны быть локально коммутативны, т. е. их коммутаторы должны обращаться в нуль в точках, разделённых пространственноподобным интервалом (см. Локальная коммутативность). Одновременные П. с. для взаимодействующих полей теряют смысл в силу Хага теоремы.

Классич. пример П. с. с участием антикоммутаторов или, как говорят, антиперестановочных соотношений — алгебра Дирака матриц γ : $\{\gamma_\mu \gamma_\nu\} = 2\delta_{\mu\nu}$ ($\delta_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$; $-\delta_{00} = \delta_{11} = \delta_{22} = \delta_{33} = -1$). Физически существующие только эти алгебраич. равенства, конкретный выбор γ -матриц не играет роли. Антиперестановочным соотношениям удовлетворяет фермионное спинорное поле $\psi_0(x)$. Ненулевые антикоммутаторы для поля ψ имеют вид

$$\{\psi_\alpha(x'), \bar{\psi}_\beta(x'')\} = i \sum_{\mu} \gamma_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial x''_{\mu}} D(x - x'')$$

где $\bar{\psi}$ — дираковский сопряжённый к ψ спинор: $\bar{\psi} = \psi^* \gamma_0$ (ψ^* — эрмитово сопряжённый спинор). В релятивистской кантовой теории используются также П. с., в к-рые входят сразу и антикоммутаторы и коммутаторы физ. величин. Такие П. с. наз. супералгебрами. Если теория инвариантна относительно преобразований, образующих нек-рую супералгебру, она наз. суперсимметричной кантовой теорией поля (см. Суперсимметрия).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию кантовых полей, 4 изд., М., 1984; Дирак П. А. М., Принципы кантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979. О. И. Звольнов.

ПЕРЕСТАНОВЧНЫЕ ФУНКЦИИ — коммутаторы (или антикоммутаторы) операторов свободных бозонных (фермионных) полей, взятых в разных пространственно-временных точках $x = (x_0, x)$ и $y = (y_0, y)$. Так, в теории вещественного скалярного поля $\phi(x)$ П. ф. есть

$$D(x - y) = i[\phi(x), \phi(y)]. \quad (1)$$

[В. Паули (W. Pauli), П. Йордан (P. Jordan), 1922]. Важнейшее свойство П. ф. — обращение их в нуль вне светового конуса, т. е. при $(x - y)^2 = (x_0 - y_0)^2 - (x - y)^2 < 0$. Это свойство отражает микропричинность локальных кантовых теорий поля: любые операторы, определённые в точках, разделённых пространственноподобным интервалом, всегда коммутируют (даже при учёте взаимодействия), и соответствующие динамич. величины допускают независимое измерение. Явное выражение для $D(x)$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$) имеет вид

$$D(x) = \frac{i}{(2\pi)^4} \int e^{-ikx} \epsilon(k_0) \delta(k^2 - m^2) d^4k = \frac{1}{2\pi} \epsilon(x_0) \delta(x^2) - \frac{m}{4\pi\sqrt{x^2}} \epsilon(x_0) \theta(x^2) J_1(m\sqrt{x^2}), \quad (2)$$

где m — масса скалярной частицы, $k = (k_0, k)$ — 4-импульс, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, $\epsilon(x) = x/|x|$, $\theta(x) = 1/2[1 + \text{erf}(x)]$ и $J_1(x)$ — ф-ция Бесселя 1-го сч. Цилиндрические функции). Т. о., $D(x)$ является комбинацией ф-цией с сингулярностью на световом конусе $x^2 = 0$,

$D(x)$ удовлетворяет одностороннему *Клейна—Гордона* уравнению

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + m^2\right)D(x) = 0 \quad (3)$$

и представима в виде суммы линейно независимых решений этого уравнения $D_+(x)$ и $D_-(x)$:

$$D_{\pm}(x) = \mp \frac{i}{(2\pi)^{1/2}} \int e^{ikx} \delta(\pm k^2 - m^2) dk, \quad (4)$$

к-рые часто используются в приложениях. Имеет место равенство

$$\frac{\partial D(x-y)}{\partial x_0} \Big|_{x_0=y_0} = \delta(x-y), \quad (5)$$

являющиеся следствием перестановочных соотношений для канонически сопряженных величин $\psi(x_0, \mathbf{x})$ и $\pi(x_0, \mathbf{x}) = \partial\psi(x_0, \mathbf{x})/\partial x_0$.

П. ф. массивного *Дирака* поля $\Psi(x)$ имеет вид

$$S_{\alpha\beta}(x) = i[\Psi(x), \bar{\Psi}(y)] = (i\gamma_\mu \partial/\partial x_\mu + m)_{\alpha\beta} D(x), \quad (6)$$

где $\Psi(x) = \Psi^*(x)\gamma_0$, γ_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) — *Дирака матрицы*, Ψ^* — армитово сопряжённое поле.

Лит.: Алехизаев А. И., Верестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Широкое Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984. А. В. Смелюк.

ПЕРЕХОД КВАНТОВЫЙ — см. *Квантовый переход*.

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ — ДИЭЛЕКТРИК — фазовый переход, сопровождающийся изменением величины и характера электропроводности при изменении темп-ры T , давления p , магн. поля H или состава вещества. П. м. — д. наблюдаются в ряде твёрдых тел, иногда в жидкостях и газах (плотных парах металлов). Проводимость σ при П. м. — д. может меняться сильно (в 10^7 раз в V_2O_5 , в 10^{10} раз в шестехексаметричном EuO). П. м. — д. легко идентифицируются, если он является *фазовым переходом* первого рода. В случае перехода 2-го рода классификация его как П. м. — д. часто затруднительна и условна, т. к. при $T \neq 0K$ проводимость $\sigma \neq 0$ по обе стороны перехода и в самой точке перехода непрерывна. Строгое же разделение веществ на *металлы и диэлектрики (полупроводники)* можно дать только при $T = 0K$: у металлов при $T = 0K$ $\sigma(\omega) \neq 0$, у диэлектриков $\sigma(\omega)_{\omega \rightarrow 0} = 0$. С ростом T в металлах обычно сопротивление растёт, а в диэлектриках и полупроводниках падает.

В стандартной зонной схеме твёрдых тел в диэлектриках и полупроводниках заполненные зоны отделены от пустых запрещённой зоной (энергетич. щель) \mathcal{E}_g , а в металлах есть зоны, заполненные частично, и электроны могут двигаться по этим зонам в слабом электрич. поле (см. *Зонная теория*). Структура зон в одноэлектронном приближении связана с симметрией кристаллич. решётки. П. м. — д. может быть связан с изменением решётки, т. е. со структурным фазовым переходом. Такова природа П. м. — д. во мн. *квазидиомерных соединениях* и *квазидиомерных соединениях* (слоистых). В этом случае переход наз. *Пауэрса переходом* или переходом с образованием *ваоны зарядовой плотности*. С изменением симметрии решётки связаны П. м. — д. и в др. веществах, напр. переход белого олова в серое («оловянная чума»). С изменением ближнего порядка связаны П. м. — д., происходящие при плавлении мв. полупроводников (см. *Дальний и ближний порядок*). Так, в Ge и Si, имеющих в твёрдой фазе решётку типа алмаза, при плавлении меняется ближний порядок и они становятся *жидкими металлами*.

Упирением разрешённых зон и исчезновением энергетич. щели, обусловленными изменением симметрии решётки, обычно объясняют и металлизацию мв. диэлектриков и полупроводников при высоких давлениях. Возможно, этим определяются наличие металлич. ядра в недрах Земли.

Во мн. веществах наличие диэлектрич. осн. состояния (при $T = 0K$) и П. м. — д. не объясняются односторонней зонной схемой и связаны с межэлектронным взаимодействием. Напр., во мн. соединениях переходных и редкоземельных металлов (*лантаноидов*) электроны внутренних, частично заполненных d - или f -оболочек оказываются локализованными в ионном остове, и переход их на соседние зоны, требующийся для появления металлич. проводимости, невозможен вследствие большого проигрыша в энергии межэлектронного взаимодействия (пересекающийся электрон сильно отталкивается от уже имеющегося на ионе «своего» локализов. электрона). Вещества, являющиеся диэлектриками по этой причине, наз. *моттовскими диэлектриками* (или диэлектриками Мотта — Хаббарда). К ним относятся, напр., оксиды переходных металлов типа NiO , CoO и т. д. П. м. — д. в подобных системах может быть связан с исчезновением мотт — хаббардовской щели, напр. при изменении давления или темп-ры. Видимо, такова в осн. природа П. м. — д. в V_2O_5 и в сходных соединениях, хотя определ. вклад в переход здесь может давать и взаимодействие электронов с решёткой. В общем случае выделение осн. причины П. м. — д. часто затруднительно, т. к., по-видимому, в переход дают вклад разные механизмы. Если П. м. — д. имеет характер моттовского, то он обычно тесно связан с изменением магн. свойств вещества, т. к. локализов. электроны обладают локализов. магн. моментом. Поэтому вещества в фазе моттовского диэлектрика обычно имеют магн. упорядочение (как правило, антиферромагнитное).

В *неупорядоченных системах* (неупорядоченные сплавы, сильнодеформир. полупроводники, аморфные вещества) состояние электрона, движущегося в случайном (хаотич.) потенциале, может оказаться локализованным в пространстве, несмотря на то, что его энергетич. спектр непрерывен (*андерсоновская локализация*). Соответственно подвижность электрона обращается в нуль, и вещество может оказаться диэлектриком. В этих случаях П. м. — д. (или обратный переход) может быть вызван изменением степени неупорядоченности системы или изменением концентрации электронов (*химическое потенциала*), если уровень Ферми пересечёт в и. пороге подвижности и выйдет в область делокализ. состояний.

Явление П. м. — д. используется на практике (термисторы и резисторы, устройства для записи и хранения информации и т. д.).

Лит.: Мотт Н. Ф., Переходы металл — изолятор, пер. с англ., М., 1978; Бугаев А. А., Захарченко Б. П., Чудновский Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979. Д. И. Хомский.

ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЕТЕКТОР — детектор быстрых заряд. частиц, регистрирующий *переходное излучение*, испускаемое при пересечении частицей границы раздела сред с разл. диэлектрич. проницаемостью. Интенсивность переходного излучения в широкой области энергий пропорц. квадрату заряда частицы (Ze^2) и лоренц-фактору частицы $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$, где v — скорость частицы. Осн. часть излучения ле-

Рентгеновское переходное излучение

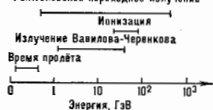


Рис. 1. Области энергии, где возможно разделение электронов и пионов при различных методах регистрации (длина детектора $L \leq 2$ м).

жит в рентг. диапазоне частот и направлена вперед в угле $\theta \approx 1/\gamma$. Эти свойства рентг. переходного излучения (РПИ) используют для идентификации (определения массы или заряда) частиц высоких энергий ($\gamma \geq 10^3$), когда применение др. методов невозможно или затруднено (рис. 1).

П. и. д. состоит из радиатора и собственно детектора (напр., дрейфовой камеры; рис. 2), регистрирующего рентг. фотоны, испускаемые частицей в радиаторе. Радиатор должен удовлетворять противоречивым требованиям: эффективно генерировать и слабо поглощать РПИ. Поскольку интенсивность РПИ мала (в ср. 1 квант на 137 границ раздела), то применяют слоистые или пористые радиаторы с большим числом границ раздела из материалов с низким ат. номером. Слоистый радиатор представляет собой регулярную стопку, содержащую неск. сотен тонких (5–100 мкм) фольг или пленок из легкого вещества (Li, Be, полипропилен, лавсан) с зазором 0,1–2 мм между ними. В качестве пористых радиаторов применяют гранулированный LiH, лёгкий пенопласт, полипропиленовое или углеродное волокно. Толщина фольги (волока) и ширина зазоров должны удовлетворять требованиям к длине формирования РПИ. Правильно подобранный нерегуляр-

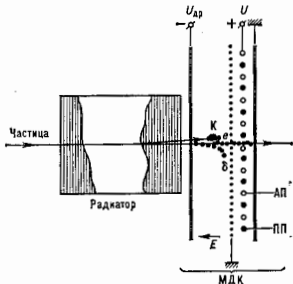


Рис. 2. Сечение детектора: МДК — многопроблочная дрейфовая камера; АП — анодные проволочки; ПП — проволочки, формирующие поле; $U_{др}$ — дрейфовый потенциал; U — засоее напряжение; e — электроны ионизации вдоль трека частицы; δ — длина-элементарности; К — кластер, образованный в результате фотонионизации газа фотоном рентгеновского переходного излучения.

ный радиатор генерирует всего на 10–15% меньше фотонов РПИ, чем регулярный слоистый из того же материала.

Для уменьшения поглощения фотонов в радиаторе П. и. д. секционирован; каждая из секций содержит короткий радиатор вместе с устройством, регистрирующим рентг. фотоны. Материал радиатора, толщину фольги или волока, ширину зазоров, число слоев в стопке, состав и толщину вещества регистрирующего устройства, число секций детектора при заданной его длине L предварительно оптимизируют на ЭВМ с целью обеспечить макс. число фотонов в наиб. удобном для регистрации энергетич. диапазоне (3–20 кэВ). Толщина радиатора в каждой секции, как правило, составляет 0,1–0,2 г/см², число регистрируемых фотонов 10–20 (т. е. ок. 0,1 на 1 см длины радиатора), число секций ~ 40 , $L \sim 1$ –3 м.

Для регистрации фотонов РПИ пригоден любой газоразрядный детектор частиц с тонким входным окном, содержащий тяжёлый инертный газ (Xe, Kr, Ar), или твердотельный детектор. Чаще всего применяют пропорциональную камеру или дрейфовую камеру (здесьна стрижмерную камеру), а также сцинтилляционные детекторы и полупроводниковые детекторы. При этом возникает необходимость выделять сигнал РПИ на фоне ионизации, производимой быстрой заряд. частицей в том же детекторе. Из-за больших флуктуаций, характерных для обоих процессов, прямое вычитание вклада ионизации из суммарного сигнала невозможно. Для решения этой задачи пользуются неск. методами.

1) Отклонение частицы в магн. поле позволяет прост-

равственно разделить её трек от фотонов РПИ. Применение метода ограничено необходимостью увеличения длины установки и снижением её светосилы. 2) Измерение энергоделеделения. Используя различие в амплитудном распределении сигналов от фотоэлектронов РПИ и сигналов, связанных с электронами ионизации, удаётся с большой достоверностью разделять частицы, т. е. более или менее точно оценивать их массу или заряд. 3) Счёт сгустков ионизации (кластеров) в больших энергоделеделениях (>3–5 кэВ). В П. и. д. такие кластеры, как правило, образуются фотонами РПИ, значительно реже — на треке ионизирующей частицы. Для их регистрации обычно используют проволочную дрейфовую камеру, подключённую к быстрому амплитудному дискриминатору с порогом в неск. кэВ. Фон создаётся δ -электронами, к-рые благодаря большому пробегу часто удаётся отделить по сигналу на ближайших к треку проволочках. Метод счёта класте-

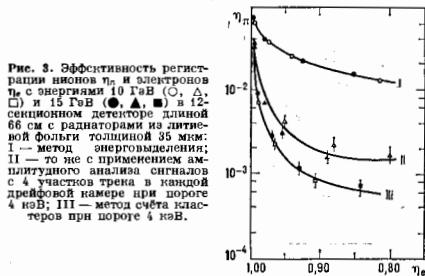


Рис. 3. Эффективность регистрации фотонов η_2 и электронов η_1 с энергиями 10 ГэВ (○, △, □) и 15 ГэВ (●, ▲, ■) в 12-секционном детекторе длиной 66 см с радиаторами из литиевой фольги толщиной 35 мкм: I — метод энергоделеделения; II — то же с применением амплитудного анализа сигналов с 4 участков трека в каждой дрейфовой камере при пороге 4 кэВ; III — метод счёта кластеров при пороге 4 кэВ.

ров обладает наиб. достоверностью (рис. 3), и его легче использовать для идентификации частиц и создания быстрого триггера.

Осн. характеристика П. и. д. — зависимость между эффективностями регистрации частиц (η_1 и η_2) с разными лорентц-факторами ($\gamma_1 < \gamma_2$), напр. фотонов и электронов одинаковой энергии (рис. 3). Эта зависимость определяется т. н. коэф. режекции и $R = \eta_1/\eta_2 \leq 1$ (при $\gamma_2 = 90\%$), к-рый характеризует относит. кол-во частиц с меньшим γ среди зарегистрированных. Значение R зависит от параметров П. и. д., методов измерения и обработки данных, а также от порога электронных устройств, с помощью к-рых измеряют энергоделеделение или число кластеров. В лучших комплектах ($L \leq 1$ м) многосекционных П. и. д. $R = 10^{-2} - 10^{-4}$ при $\gamma = 10^3 - 10^5$.

П. и. д. входят в состав ряда комбинированных систем детекторов, используемых в экспериментах на больших ускорителях. В частности, они позволяют выделять электроны на фоне большого числа адронов в многочастичных взаимодействиях или разделять адроны с разл. массой во внем. пучках ускорителей, а также при исследовании космич. лучей.

Даль. Отделение А. Г. Рентгеновское переходное излучение и его применение в эксперименте, «ФЭАН», 1985, т. 16, с. 137; D o l g o v a i n В. V. Transition radiation detectors and particle identification, «Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research», 1987, ч. А255, т. 137. Г. И. Мейерин. ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение эл.-магн. волн равномерно и прямолинейно движущейся заряд. частицей при пересечении ею границы раздела двух сред с разными показателями преломления. Предсказан в 1945 В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком, к-рые показали, что излучение должно возникать по обе стороны от границы раздела, и подстилать энергию, излучаемую назад — в среду, из к-рой частица выходит. При движении заряд. частицы в односторонней среде её поле перемещается вместе с ней; характер поля определяется скоростью частицы и свойствами среды.

Когда частица переходит в др. среду, её поле меняется, что сопровождается излучением эл.-маг. волн. Расчёты показали, что назад излучаются эл.-маг. волны видимого диапазона независимо от скорости частицы, интенсивность этого излучения мала (примерно 1 фотон при пересечении границы раздела 100 частицами). При малых энергиях ϵ частицы энергия, теряемая ею при П. и, назад, растёт пропорц. ϵ^2 , при высоких ϵ этот рост замедляется.

Первое сообщение об эксперим. обнаружении П. п. назад появилось в 1958 г. И. от пучка частиц, падающего на металл. поверхность в вакууме, наблюдается визуально в виде яркого белого свечения; это пятно в том месте, куда падает пучок. Характеристики П. н., полученные экспериментально, оказались в хорошем согласии с теорией. С развитием эксперим. методов измерения определение П. и в оптич. области стало настолько точным, что по его параметрам (спектру, поляризации, угл. распределению) можно судить об оптич. свойствах поверхностей.

Исследования П. и. вперёд показали, что при больших значениях ϵ энергия этого излучения пропорц. ϵ^2 , а распространяется оно под очень малыми (обратно пропорц. ϵ^2) углами к направлению движения частицы. Частота П. и. вперёд (в отличие от П. и. назад) занимает очень широкую спектральную область, причём макс. частота $\omega_{\text{макс}}$ пропорц. ϵ^2 :

$$\omega_{\text{макс}} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2},$$

где $\omega_0 = \frac{4\pi n e^2}{m}$, n — число электронов в единице объёма среды, m — масса электрона, v_0 — масса излучающей частицы. Потери энергии на П. и. при высоких энергиях также пропорц. энергии:

$$W \approx \frac{e^4 v_0}{c^4} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2.$$

Напр., электрон с $\epsilon = 10$ ГэВ, пересекающий границу раздела плотной среды и газа, излучает вперёд фотон с энергией 10 кэВ.

Линейный рост потерь на П. и. с увеличением ϵ позволяет использовать его для определения энергии быстрых заряд. частиц (см. *Переходное излучение детекторы*).

П. и. на одной границе раздела представляет собой частный случай излучения, возникающего при движении заряд. частиц в неоднородной среде. Излучение, возникающее в сильно неоднородной среде, в принципе может быть использовано для детектирования заряд. частиц; П. и. может быть использовано также для определения свойств среды (плотности, периода кристаллич. решётки и т. д.). При движении быстрых заряд. частиц в опред. области углов имеет место интерференция между П. и. в Черенкова — Вавилова излучением.

Лит.: Гинзбург В. Л., Франк И. М., Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую, «ЖЭТФ», 1946, т. 16, с. 15; Га и р и б я н Г. М., К теории переходного излучения и мюонизационных потерь энергии частиц, там же, 1959, т. 37, в. 2, с. 527; Барсуков К. А., Переходное излучение в волноводе, там же, в. 4, с. 1106; Тер-Минасян М. Л., Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ер., 1968; Га и р и б я н Г. М., Би и Ш. Рентгеновское переходное излучение, Ер., 1983; Гинзбург В. Л., Цытович В. Н., Переходное излучение и переходное рассеяние, М., 1984. Б. М. Болотовский.

ПЕРЕХОДНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ — хим. элементы побочных подгрупп (*b*-подгрупп) *периодической системы элементов*. К ним относятся *d*- и *f*-элементы, т. е. элементы, у к-рых происходит заполнение *3d*-, *4d*-, *5d*-оболочки (переходные металлы) или *4f*- и *5f*-оболочки (лантаноиды и актиноиды соответственно). Общее число П. э. 61. Все П. э. — металлы, особенности строения электронных оболочек П. э. определяют такие их свойства, как ферромагнетизм и антиферромагнетизм, аномалию изменения упругих констант, изменение теплот суб-

лимации и темп-р плавления при увеличении номера элемента. К П. э. обычно относят также Cu, Ag и Au, т. к. в соединениях, где их степень окисления больше 1 (напр., CuO), их *d*-оболочки заполнены не полностью и свойства соответствующих ионов (напр., Cu²⁺) аналогичны свойствам ионов П. э.

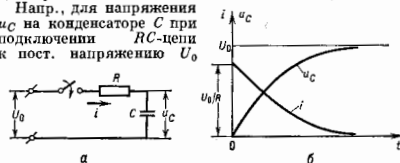
Лит.: В о с о в с к и й С. В., Изъямов Ю. А., Курмаев Э. Э., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; У м а н с к и й Я. С., С и а н о Ю. А., Физика металлов, М., 1978. С. С. Бердосов.

ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС в электрической цепи — процесс установления нового режима в электрич. цепи, возникающий в момент её коммутации. Коммутация наз. любое скачкообразное переключение пассивных элементов цепи, её ветвей или источников энергии. П. п. является промежуточным между прежним, установившимся процессом, существовавшим до коммутации, и новым, устанавливающимся в цепи теоретически через бесконечно большое время после коммутации. Практически значения токов и напряжений в П. п. становятся близкими к установившимся через конечные промежутки времени. Физ. причина П. п. — перераспределение энергии в реактивных элементах цепи (катушках индуктивности и конденсаторах), происходящее вследствие коммутации.

Обычно необходимо наименьшее время П. п. (импульсная техника, системы автоматич. регулирования и др.), однако имеются и исключения (напр., при ударном возбуждении колебат. контура для получения макс. времени). При анализе линейных цепей применяют классический, операторный и суперпозиционный методы.

Классический метод анализа основан на решении системы интегро-дифференц. ур-ний для исследуемой цепи; полученную систему ур-ний сводят к линейной неоднородному ур-нию *n*-го порядка, где *n* определяет числом реактивных элементов в цепи. Решение этого ур-ния ищут в виде суммы двух функций — вынужденной и свободной составляющих. Далее находят нач. условия, используя непрерывность тока в катушках индуктивности и напряжения на конденсаторах (эти величины не могут меняться скачком при коммутации). По нач. условиям определяют амплитуды вынужденной и свободной составляющих, причём момент коммутации принимают обычно за начало отсчёта (*t* = 0).

Напр., для напряжения *u_C* на конденсаторе *C* при подключении RC-цепи к пост. напряжению *U₀*



(рис. а) система интегро-дифференц. ур-ний такова: $iR + C^{-1} \int i dt = U_0$, $C^{-1} \int i dt = u_C$, где *i* — ток через сопротивление *R*. Отсюда получаем ур-ние

$$RC du_C/dt + u_C = U_0,$$

решение к-рого, описывающее П. п., имеет вид

$$u_C(t) = U_0 + A \exp(-t/\tau),$$

где первое слагаемое соответствует вынужденной, а второе — свободной составляющим, *A* — постоянная интегрирования, $\tau = RC$ — постоянная времени RC-цепи. Используя нач. условие $u_C(0) = 0$, получаем

$$u_C(t) = U_0 [1 - \exp(-t/\tau)],$$

$$i(t) = U_0 R^{-1} \exp(-t/\tau).$$

Графики зависимостей $u_C(t)$ и $i(t)$ приведены на рис. б. Для более сложных систем используют численные методы решения.

Операторный метод анализа основан на операторном способе решения дифференц. ур-ний, при к-ром каждой функции вешеств. переменной (оригиналу) с помощью *интегрального преобразования* ставится в соответствие изображение. Дифференц. ур-ние при этом заменяется алгебраическим, к решению к-рого применяют обратное интегр. преобразование. Обычно в теории цепей используют *Лапласа преобразование*

$$F(p) = \int_0^{\infty} dt f(t) \exp(-pt).$$

Анализ П. п. проводят в след. порядке: 1) составляют операторную схему исследуемой цепи, в к-рой резистивному элементу соответствует R , индуктивному — pL , ёмкостному — $1/pC$; нач. условия учитывают с помощью эквивалентных источников энергии; источники эдс $u_C(0)$ учитывают нач. напряжения на ёмкостях, а источники тока $i_L(0)$ — нач. токи в индуктивностях; напряжения и токи, создаваемые реальными источниками, заменяют их изображениями; 2) по операторной схеме находят изображение искомого тока или напряжения; 3) с помощью обратного интегр. преобразования находят оригинал тока (напряжения). При выполнении преобразований пользуются справочными таблицами.

Суперпозиционный метод анализа в линейных цепях основан на принципе суперпозиции, при этом сложное воздействие разбивается на ряд более простых. Затем рассчитывают реакцию цепи на каждое из простых (стандартных) воздействий. Реакцию на сложное воздействие определяют как сумму реакций на стандартные воздействия.

Используют три вида стандартных сигнала: единичный сигнал — скачок напряжения (тока) $1(t)$; единичный импульс $\delta(t)$; единичный гармонический сигнал $\exp(i\omega t)$. Реакция цепи на единичный сигнал наз. *переходной характеристикой* $h(t)$. Реакция свободной от нач. запасов энергии цепи на единичный импульс наз. *импульсной характеристикой* $h_s(t)$. Реакция цепи на единичный гармонич. сигнал наз. *передаточной характеристикой* $K(i\omega)$. Стандартные сигналы $1(t)$, $\delta(t)$ и $\exp(i\omega t)$ связаны между собой зависимостями

$$\delta(t) = d1(t)/dt = (2\pi i)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\omega t),$$

откуда следует однозначная связь между соответствующими характеристиками, напр.

$$K(i\omega) = i\omega \int_0^{\infty} h(t) \exp(-i\omega t) dt = \int_0^{\infty} h_s(t) \exp(-i\omega t) dt.$$

Знание характеристик $K(i\omega)$, $h(t)$ и $h_s(t)$ и связей между ними позволяет судить в нек-рых случаях о характере П. п. в цепи. Так, предельные соотношения $h(\infty) = K(0)$ и $h(0) = K(\infty)$ показывают, что П. п. при воздействии единичного сигнала в первый момент определяется видом $K(i\omega)$ в области ВЧ, а по мере его приближения к установившемуся режиму — видом $K(i\omega)$ в области НЧ.

Переходная характеристика $h(t)$ описывает П. п. при подключении свободной цепи к пост. напряжению. Импульсная характеристика описывает П. п. при воздействии на свободную цепь короткого (по сравнению с постоянной времени цепи) импульса. Реакцию $b(t)$ свободной цепи на воздействие сигнала произвольной формы $a(t)$ можно вычислить при помощи интеграла Дюамеля

$$b(t) = a(0)h(t) + \int_0^t (da/d\tau)h(t - \tau) d\tau,$$

$$b(t) = a(t)h(0) + \int_0^t a(\tau)h_s(t - \tau) d\tau.$$

Описанные методы применяются также и при анализе П. п. в др. физ. системах.

Лит.: Дяткин В. А., Прудников А. П., Интегральные преобразования и операционное исчисление. 2 изд., М., 1974; Илдохки И. С., Овчинников Н. И., Импульсные и цифровые устройства, М., 1973; Попов В. П., Основы теории цепей, М., 1985. В. В. Васин.

ПЕРИОД КОЛЕБАНИЙ — наименьший промежуток времени, через к-рый система, совершающая колебания, снова возвращается в то же состояние, в к-ром она находилась в нач. момент, выбранный произвольно. Строго говоря, понятие «П. к.» применимо лишь, когда значения к.-л. величин точно повторяются через одинаковые промежутки времени, например в случае гармонических колебаний. Однако понятие «П. к.» часто применяется и для приблизительно повторяющихся процессов.

ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА — промежуток времени, в течение к-рого исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается в 2 раза. Если при $t = 0$ имелось N_0 радиоактивных ядер, то во времени их число убывает по закону:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t),$$

где λ наз. постоянной распада. Величина $\tau = 1/\lambda$ наз. ср. временем жизни радиоактивного ядра. П. п. $T_{1/2}$ связан с τ и λ соотношениями:

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,693/\lambda.$$

Лит. см. при ст. Радиоактивность.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ

Д. И. Менделеев а — система хим. элементов, отражающая периодич. закон Менделеева — периодич. зависимость физ. и хим. свойств элементов от их ат. веса (в совр. формулировке — от заряда ядра элемента, т. е. от ат. номера в П. с. э.). Первую П. с. э. Менделеев предложил в 1869, а в 1874 разработал т. н. короткую форму (сходную с совр. П. с. э.), получившую название после того, как были открыты элементы, для к-рых Менделеев оставил в П. с. э. незаполненные клетки. Нов. развитие П. с. э. получила после открытия радиоактивности (1896), изотопии [Ф. Содди (F. Soddy), 1913] и *Моля закона* (1913). Полное научное объяснение П. с. э. осуществлено на основе квантовой механики.

Все известные хим. элементы образуют 8 вертикальных столбцов — *группы* и (табл.), обозначаемых римскими цифрами, все группы состоят из двух подгрупп — *a* и *b* (напр., VII группа делится на подгруппу марганца и подгруппу галогенов); иногда подгруппы *a* и *b* наз. *главной* и *побочной* соответственно. Номер группы в П. с. э. соответствует высшей положит. валентности элемента. Свойства элементов в подгруппах а изменяются закономерно. Так, в подгруппе щелочных металлов (Ia) увеличение ат. номера Z сопровождается повышением химической активности, тогда как в подгруппе галогенов (VII a) наблюдается обратная зависимость.

Горизонтальные ряды П. с. э. наз. *периодами* и (их 7) и обозначаются араб. цифрами. Внутри каждого периода наблюдается б. или м. равномерный переход от активных металлов через менее активные металлы и слабоактивные неметаллы к очень активным неметаллам и, наконец, к инертным газам.

В каждом периоде, начиная с 4-го, между II и III группами находятся ряды переходных элементов — металлов со сходными хим. свойствами. 15 переходных элементов 6-го периода, начиная с лантана, практически не различимы по свойствам, наз. *лантаноиды* или *редкоземельными элементами*. В 7-м периоде также имеется ряд очень сходных металлов — *актиноидов*.

Структура П. с. э. полностью отвечает порядку заполнения электронных оболочек и слоёв в атомах. Число хим. элементов в периоде равно числу электронов в слое, к-рое определяется в соответствии с *Паули прин-*

цилом, запрещающим существование в атоме электронов в одинаковом квантовом состоянии. Состояние электрона определяют 4 квантовых числа: главное квантовое число $n = 1, 2, 3, \dots$, орбитальное (азимутальное) квантовое число $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$, магн. квантовое число $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ и спиновое квантовое число $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Каждому значению l соответствуют $2l+1$ значений m_l , а каждому значению $m_l - 2$ возможных значения m_s . Т. о., замкнутая оболочка, характеризующаяся определёнными значениями n и l , содержит $2(2l+1)$ электронов. Макс. число электронов в слое с определённым n равно:
$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2.$$

Т. о., замкнутая s -оболочка ($l = 0$) содержит 2 электрона, p -оболочка ($l = 1$) - 6 электронов, d -оболочка ($l = 2$) - 10 электронов и т. д. Число же электронов в слоях (число элементов в периодах) c $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ составляет 2, 8, 18, 32, ... соответственно.

Свойства атомов элементов определяются числом электронов во внеш. электронной оболочке, поэтому элементы, имеющие одинаковое строение внеш. оболочек, принадлежат к одной группе П. с. э. Элементы с замкнутой внеш. оболочкой являются инертными газами. Для лёгких элементов сначала заполняются слои с меньшим, а затем с большим значением n ; внутри слоя сначала заполняется s -, затем p - и т. д. оболочки. В переходных элементах порядок заполнения оболочек и слёв нарушается, т. к. состояния с большими значениями n могут иметь меньшую энергию, чем состояния с меньшим n и большим l . В результате s -, p -оболочки застраиваются раньше, чем d - и f -оболочки (см. *Атом*). Все переходные элементы являются металлами (в зависимости от застраиваемой оболочки их иногда называют d - или f -элементами), входят в 6-подгруппу соответствующих групп П. с. э., их свойства с ростом Z меняются не резко.

П. с. э. не завершена, конечное число элементов в ней не определено. Элементы с $Z > 95$ были синтезированы искусственно, время жизни изотопов этих элементов крайне мало. Работы по синтезу и теоретической интерпретации свойств изотопов элементов с $Z > 107$ продолжаются.

Лит.: Кедров Б. М., Трифионов Д. Н. О современных проблемах периодической системы, М., 1974; Учение о периодичности. История и современность, под ред. Д. Н. Трифионова, М., 1981; Химия и периодическая таблица, под ред. К. Сайто, пер. с япон., М., 1982. В. Г. Давешевский.

ПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ - процессы соударения частиц высокой энергии с малой передачей 4-импульса. К ним относятся: упругое рассеяние ядронов, дифракционная диссоциация и неупругие процессы с небольшой множественностью вторичных частиц ($n \leq 4$). Эти процессы можно представить в виде диаграммы (рис.), где внеш. линия а и в соответствуют первичным частицам с 4-импульсами p_a и p_b , а с и d - вторичным частицам (или группам частиц) с 4-импульсами p_c и p_d [1, 2]. Внутр. линия отвечает обмену лёгкой частицей или полюсом Редже с 4-импульсом q . Инвариантная величина $q^2 = (p_a - p_c)^2$ является квадратом передач 4-импульса t от а к с (или от в к d), а в ф.в. области она оказывается отрицательной. Процессы упругого рассеяния и дифракц. диссоциации ядронов удовлетворительно описываются этой диаграммой, в которой доминирует обмен полюсом (особенно при Померанчука (помероню). Амплитуда рассеяния $M(s, t)$ для бинарных ($\pi p \rightarrow \pi^0 p$, $p^0 p$, п. т. д.) и неупругих процессов с малой множественностью ($NN \rightarrow NN\pi$, $NN\pi\pi$; $\pi N \rightarrow \pi N\pi$ и т. д.) имеет полюс при $t = m^2$, $[M(s, t) \sim (t - m^2)^{-1}]$, где m - масса свободной частицы того же типа, за счёт k -рой и осуществляется П. в. (используется система единиц, где $c = 1$).

В частности, обмен пионом или пионным полюсом Редже приводит к наименьшему удалению полюса амплитуды $M(s, t)$ от ф.в. области и его доминирующему вкладу в П. в. при малых значениях t .

Анализ эксперим. данных по неупругим процессам с малой множественностью в интервале импульсов первичных ядронов (р, π) от 4 до 1500 ГэВ/с показывает, что их характеристики описываются диаграммой с обменом пионным полюсом Редже (т. н. модель резежового однополюсного обмена) при $|t| \leq 10m_\pi^2$ [1]. В совр. кварк-партоных моделях обмен виртуальной частицей трактуется как обмен кварк-антикварковой парой ($q\bar{q}$).

Лит.: 1) Пономарев Л. А. Описание экзотических процессов в модели резежованого однополюсного обмена, *ФЗАН*, 1978, т. 7, с. 186; 2) Тер-Мартirosian K. A., Асимптотика амплитуд неупругих процессов, *Докл.*, 1983, т. 44, с. 341. В. Г. Гришин.

ПЕРКОЛЯЦИЯ - см. в ст. *Протекания теория*.

ПЕРКУССА - ЙЕВИКА УРАВНЕНИЕ - интегральное ур-ние для парной корреляционной функции $n_2(r)$ жидкости или плотного газа:

$$n_2(r) e^{\beta V(r)} = 1 - n_1^2 \{ e^{\beta V(r)} - 1 \} [n_2(r - r_1) - 1] [n_2(r_1) - 1],$$

где $\beta = 1/kT$, $V(r)$ - потенциал взаимодействия между молекулами, n - плотность числа частиц.

П.-Й. у. предложил Дж. Перкусом (J. K. Percus) и Дж. Йевику (G. J. Yevick) в 1958 и выведено им методом коллективных переменн. Его можно получить на основе теории возмущений для парной коррелц. ф-ции, суммируя определённый класс диаграмм. В ряде случаев П.-Й. у. даёт лучшие результаты, чем *сверхчешное уравнение*, хотя и учитывает меньшее число диаграмм. П.-Й. у. можно получить также из *Орнштейна - Зернике уравнения* с помощью приближения для прямой коррелц. ф-ции:

$$C(r) = [1 - e^{\beta V(r)}] n_2(r).$$

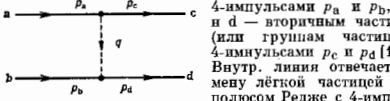
Для потенциала твёрдых фаз П.-Й. у. допускает точное решение, к-рое согласуется с результатами численных расчётов при ср. плотностях, однако при больших плотностях не приводит к фазовому переходу, обнаруженному в машинных экспериментах.

Лит.: Балески Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 8.

ПЕТА... - первая составная часть наименований единиц измерения для образования названия *кратной единицы*, составляющей 10^{15} исходных единиц. Обозначения: П, Р. Пример: ППГц (петагерц) = 10^{15} Гц.

ПЭС-ДЕТЕКТОР - координатный детектор частиц, основой к-рого является прибор с зарядовой связью (ПЭС, [1]). Создание детекторов частиц с высоким координатным разрешением - одна из важнейших задач ядерной физики и физики элементарных частиц (см. *Координатные детекторы*). Актуальность этой задачи возросла в связи с открытием семейств короткоживущих частиц (время жизни $\tau \leq 10^{-12}$ с), содержащих тяжёлые кварки. Регистрации таких частиц по продуктам их распада требует увеличения точности определения координат. Одним из наиб. перспективных управляемых координатных детекторов с электронным съёмом информации является ПЭС-Д. Матрица ПЭС с рабочей площадью ~ 4 см² и числом ячеек $\sim 2,5 \cdot 10^6$ (500×500) имеет один выходной канал и позволяет получать для каждой траектории (трена) частицы 2 координаты в одной плоскости, что существенно для многотречковых процессов с координатным разрешением $\sigma \sim 1-6$ мкм. Первые ПЭС в качестве координатного детектора предложены в 1980 [2].

Матрица ПЭС представляет собой подложку из полупроводникового материала, на к-ую наносится слой диэлектрика и система электродов (см. *МДП-структура*). При подаче на электроды напряжения под ними в полупроводнике образуются потенциальные ямы для



весновосных носителей (обедненные области). Потенциальные ямы под электродами разделены потенциальными барьерами. Совокупность потенциальных ям (ячейки) образует матрицу. Вводить заряд в ячейку можно термо- или фотогенерацией, а также за счёт свободных носителей заряда, образуемых заряд. Частицы. При подаче на электроды последовательности тактовых импульсов напряжения происходит управляемое перемещение зарядов, накопившихся в потенциальных ямах, вдоль полупроводниковой подложки в выходной регистр и далее в выходное устройство [1].

До прихода управляющего (триггерного) сигнала (см. Триггер) напряжения на ячейках матрицы устанавливаются малые. С помощью внеш. источника света все ячейки матрицы заполняются носителями (избыток уходит в подложку), чтобы потенциальные ямы полностью отсутствовали. В этой ситуации при прохождении частиц образовавшиеся носители диффузионно релаксируются и рекомбинируют (см. Рекомбинация носителей заряда). По триггерному сигналу через ~ 100 нс после регистрируемого события (время «быстрой электроники») на матрицу подаются рабочие напряжения, появляются потенциальные ямы, в к-рые происходит сбор носителей вблизи траектории частицы.

Комбинируя неск. матриц, прослединых вествием мишен, создают т. н. вершинные детекторы [3,4]. По координатам точек прохождения и. я. частиц через ПЗС определяют траектории частиц. Пересечение траекторий позволяет непосредственно наблюдать точку (вершину) траектории, где произошло первичное взаимодействие или распад исследуемых частиц (см. Комбинированные системы детекторов).

Релятивистская частица оставляет в Si (подложке) ок. 110 электрон-дырочных пар на 1 мкм траектории. Сбор носителей заряда осуществляется с глубины потенциальной ямы ~ 10 мкм (пучок частиц направлен перпендикулярно матрице), а также за счёт диффузии с глубины ~ 50 мкм. В результате этого с учётом диффузионного размытия на центр. ячейку приходится $\sim 1,5 \cdot 10^9$ носителей. Благодаря малой выходной ёмкости ПЗС ($\sim 0,1$ пФ) этот заряд создаёт на выходе сигнал ~ 1 мВ.

ПЗС обычно состоит из двух независимых секций — накопления и памяти. Пучок частиц падает на секцию накопления. По приходе триггерного сигнала информация за время ~ 50 мкс быстро выносится из области пучка в секцию памяти, откуда поэлементно считывается.

Разрешающее время ПЗС-Д. (точность, с к-рой можно определить момент прохождения частицы через детектор) определяется диффузионным размытием заряда по ячейкам. За счёт диффузионного размытия трека до подачи триггерного сигнала собранный заряд для исследуемой частицы имеет распределение по ячейкам с шириной на половине высоты, равной 3 ячейкам. Для фоновых частиц это распределение имеет др. ширину. Анализируя быстрым процессором на выходе ПЗС ширину распределения, можно определить момент прохождения частицы с точностью до 400 нс при $T = 300$ К и 100 нс при $T = 100$ К.

Мёртвое время прибора t_m определяется временем считывания информации. При тактовой частоте $f \sim 10$ МГц крупноформатная матрица считывается за время порядка 10 мс, для проектируемых ПЗС с $f = 1$ ГГц (время $t_m \sim 0,1$ мс).

Шумы прибора включают шум предусилителя (расположенного на кристалле Si), флукутации фонового заряда, системный шум (нестабильность источника питания и т. д.). Значит, часть шума можно подавить с помощью двойной коррелиров. выборки. Для частоты считывания ~ 10 МГц суммарный среднеквадратичный шум ~ 100 носителей при $T = 300$ К (~ 50 носителей при $T = 100$ К). Отношение сигнал/шум ~ 10 . Эффективность регистрации одиночной релятивистской частицы $> 98\%$.

Макс. загрузка детектора определяется кол-вом фоновых частиц за время его чувствительности (время накопления, быстрого сброса в секцию памяти и время считывания). При загрузке $\sim 10^6$ с^{-1} фоновых частиц с учётом т. н. гало пучка ($\sim 1\%$) срабатывает ~ 200 ячеек (0,2% полезной площади), т. е. эффективность регистрации исследуемых частиц практически не изменится.

Диффузионное размытие определяет координатное разрешение — точность локализации точки траектории. Исследуя «центр тяжести» распределения заряда по ячейкам, можно для ячеек размером 20×20 $\mu\text{м}^2$ получить координатное разрешение $\sigma = 1 \times 6$ мкм (в зависимости от ширины распределения). Разрешение между треками составляет 40–100 мкм. С увеличением между треками матриц координатное разрешение улучшается в $1/\sqrt{n}$ раз, где n — число матриц. Используя 10 матриц, можно измерять т. н. распадные длины (пути, проходимые короткоживущей частицей до распада) ~ 10 мкм и достичь возможности измерять времена жизни частиц $\sim 5 \cdot 10^{-16}$ с.

ПЗС применяют для съёма световой информации с искровых и стримерных камер, а также с пропорциональных камер. При этом свет путём переизлучения вводится в сцинтиллирующие волокна и далее в ПЗС. Перспективны сцинтиллят. годокопы и детекторы на волокнах [5]. Свет от таких детекторов усиливается электронно-оптич. преобразователями и выводится на ПЗС. В детекторе на сцинтиллят. волокнах (диам. ~ 25 мкм) получено $\sigma \sim 20$ мкм при мекрековом разрешении ~ 50 мкм (см. Сцинтилляционный детектор). ПЗС — многоканальная система с аналоговой записью информации; поэтому в детекторах, где требуется обработка большого числа электрич. сигналов (калориметры), можно эти сигналы преобразовать в световые с последующей записью в ПЗС.

ПЗС применяются также для считывания электрич. сигналов с детекторов частиц. Чаще всего это линейные ПЗС, к-рые служат задержками аналоговых сигналов, а также используются, напр., для считывания с полосковых кремниевых детекторов (см. Полупроводниковый детектор).

Лит.: 1) Селен К. Томпсон М. Приборы с переносом заряда, пер. с англ., М., 1978; 2) Головкин В. С. В. Рыжов В. И. Препринт ИФВЭ 80–10, Серпухов, 1980; 3) Головкин В. С. В., Рыжов В. И., Препринт ИФВЭ 84–82, Серпухов, 1984; 4) Dallenell C. J. S., Vertex detectors. Rutherford Appleton Laboratory, Preprint RAL-86-077, July, 1986; 5) Kirkby J. A. et al., Today and tomorrow for scintillating fibre detectors, Preprint CERN-EP 87-60, March, 1987.

ПИ-ИМПУЛЬС (п-импульс) — импульс эл.-магн. излучения, резонансного двухуровневой квантовой системы, площадь к-рого

$$\theta = (t/h)d_{21} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt$$

равна λ . Здесь $E(t)$ — амплитуда импульса, d_{21} — матричный элемент дипольного момента перехода между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ (см. Двухуровневая система). Повяните площадь применимо к импульсам, длительность к-рых существенно меньше времени продольной (T_1) и поперечной (T_2) релаксации, когда их взаимодействие с ансамблем двухуровневых систем имеет когерентный характер. В этом случае при условии точного резонанса эволюция двухуровневой системы в эл.-магн. поле можно представить как вращение вектора Блоха R с пост. длиной вокруг «реактивной» осл. т. е. как вращение, при к-ром изменяется «уродовная» компонента R_w (разность населённостей уровней) и его «активная» составляющая R_a , ответственная за поглощение (или испускание) эл.-магн. излучения. При этом полный угол поворота вектора Блоха равен θ . Т. о., площадь импульса θ полностью определяет состояние двухуровневой системы по окончании взаимодействия. В частности, при $\theta = \pi$ состояние квантовой системы инвертируется: «активная» компонента и разность населённостей принимают значения, равные по величине на-

чалым и противоположные им по знаку. Под действием $\mu/2$ -импульса ($\theta = \pi/2$) в первоначально равновесной двухуровневой системе населённости уровней выравниваются ($\omega = 0$), а абс. величина «активной» компоненты v достигает максимума. Если площадь импульса равна $2\mu l$ ($2\mu l$ -импульс, $n = 0, 1, 2, \dots$), то по его окончании состояние системы совпадает с начальным.

Представление о площади импульсов играет важную роль в теории резонансного взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, в *радиоспектроскопии, лазерной спектроскопии, нелинейной оптике резонансных сред*. (См. также *Затухание свободной поляризации, Оптическая пучатия, Самоиндуцированная прозрачность, Сплювое зго, Фотонное зго*.) Имеются также обобщения этого понятия на случай *многообъектных процессов*.

Лит.: А л е н Л., Э б е р л Д. Ж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; М а к о м б е р г Д., Динамика спектроскопических переходов, пер. с англ., М., 1978. К. Н. Дробочук.

ПИКНОДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ (от греч. *pyknos* — плотный) — ядерные реакции, протекающие в достаточно плотном и холодном (вплоть до $T = 0$) кристаллич. веществе за счёт *нулевых колебаний* реагирующих ядер в узлах кристаллич. решётки. Скорость П. р. не зависит от темп-ры, но зависит от плотности. Для осуществления ядерной реакции прежде всего необходимо, чтобы реагирующие ядра квантовомеханич. образом преодолевали кулоновский барьер, обусловленный эл.-статич. отталкиванием ядер. Осн. отличие П. р. от термодерных состоит в том, что в П. р. прохождение сквозь кулоновский барьер осуществляется за счёт нулевых колебаний ядер, а в термодерных — благодаря тепловому движению ядер. При высоких темп-рах реакции идут как термодерные, а при низких — как пикнодерные. Приближённо можно считать, что переход от одного режима к другому происходит при *Дебая температура* кристаллич. решётки $\theta_D \approx \hbar\omega/k$, где ω — характеристич. частота колебаний ядер в решётке. При $T \ll \theta_D$ амплитуда колебаний ядра вблизи узла решётки $g \approx \{ \hbar/M\omega \}^{1/2}$, где M — масса ядра. Скорость П. р. Q (кол-во реакций в единице объёма вещества в единицу времени) можно оценить по ф-ле

$$Q \approx n v r^2 \sigma P, \quad P \sim \exp(-\gamma), \quad \gamma \sim R^2/r^2. \quad (*)$$

Здесь n — концентрация ядер, $R \sim \pi^{-1} a$ — расстояние между соседними ядрами в узлах решётки, P — коэф. прохождения сквозь кулоновский барьер, $\sigma = S(\mathcal{E})/S_0$ — сечение ядерной реакции, делённое на коэф. прохождения сквозь барьер при отсчете энергии ядер \mathcal{E} , $S_0(\mathcal{E})$ — астрофиз. фактор, являющийся от \mathcal{E} , $v \approx \omega$. В земных условиях ω во порядка нескольких сотых эВ, $g \lesssim 10^{-8}$ см, $R \sim 10^{-8}$ см. Поэтому коэф. прохождения сквозь барьер чрезвычайно мал, П. р. идут очень медленно и обычно не играют никакой роли.

П. р. могут быть важны в астрофиз. условиях — в выродившихся ядрах белых карликов и оболочках нейтронных звёзд, где плотность вещества ρ может достигать 10^8 – 10^{10} г/см³ при $T < \theta_D$. В этих условиях ω бланка $\omega \approx (\Delta n Z^2 e^2 n / M)^{1/2}$, где $Z e$ — заряд ядра. Поэтому $(R/r)^2$ пропорц. $r^{-1/2}$, т. е. с ростом плотности вещества вероятность прохождения сквозь барьер растёт и П. р. идут всё более интенсивно. При этом растёт и темп-ра Дебая $\theta_D \approx 7,8 \cdot 10^3 \sqrt{\rho} (Z/A) K$ (A — массовое число иона, ρ в г/см³), благодаря чему расширяется диапазон темп-р, где реакции являются пикнодерными.

Впервые на возможность осуществления П. р. в достаточно холодном и плотном звёздном веществе указал, но-видимому, У. Уайлджек в 1940 [1]. Простой и наглядный модельный расчёт скорости П. р. выполнен Я. В. Зельдовичем (1957) [2]. Наиб. детальный расчёт проделали Э. Соллигер и Х. ван Хорн (1969) [3]. Строгий расчёт Q очень сложен из-за того, что преодолевање

кулоновский барьер определяется не только реагирующими ядрами, но и соседними ядрами кристаллич. решётки. Для показателя экзистенты в ф-ле (*), определяющего самую существ. величину γ — коэф. прохождения сквозь барьер, расчёты дают $\gamma = c Z A^{1/2} \rho^{-1/4}$, где ρ в г/см³, c — коэф., к-рый при расчётах в разл. приближениях оказывается равным 180–200. Следует добавить, что скорости П. р. могут значительно возрастать при наличии большого числа дефектов кристаллич. решётки.

Лит.: 1) W i l l i a m s K. W. A., The proton-deuteron transformation as a source of energy in dense stars, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 81; 2) З е л д о в и ч Я. В., О ядерных реакциях в сверхплотном холодном веществе, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 991; 3) S o l l i g e r E. B., V a n H o r n H. M., Nuclear reaction rates at high densities, «Astrophys. J.», 1969, v. 155, p. 183.

Д. Т. Яковлев.

ПИКО... (от исп. *pico* — малая величина) — первая составная часть наименования единиц измерения для образования названия *дольной единицы*, составляющей 10^{-12} от исходной. Обозначения: п, р. Пример: 1 пф (пикофарада) = 10^{-12} Ф.

ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность методов оптич. спектроскопии, в к-рых используются световые импульсы пикосекундной ($\sim 10^{-12}$ с) длительности. С получением ещё более коротких импульсов (фемтосекундных, $\sim 10^{-15}$ П. и. с. развивалась *фемтосекундная спектроскопия*).

ПИ-МЕЗОНЫ (π -мезоны, пионы) — группа сильно взаимодействующих элементарных частиц (адронов), в к-рую входят две противоположно заряженные (π^+ , π^-) и одна нейтральная (π^0) частицы. Пионы обладают массой, промежуточной между массами протона и электрона, в связи с чем и были названы мезонами (от греч. *mesos* — средний, промежуточный). Пионы являются связанными состояниями пар *кварков* и антикварков: π^+ образован парой (u, \bar{d})-кварков, π^- — парой (\bar{u}, d), в π^0 в равных пропорциях входят (\bar{u}, u -) и (\bar{d}, d)-пары кварков.

Основные характеристики и квантовые числа пионов. Масса, времена жизни и осн. способы распада пионов приведены в таблице.

Частич.	Масса m_π , МэВ	Время жизни, τ , с	Способы распада	Вероятность распада, %
π^\pm	139,5685(10)	$2,6030(23) \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ $e^+ + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ $\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \gamma$ $e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \gamma$ $e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \pi^0$	99,98 $1,23 \cdot 10^{-4}$ $\sim 10^{-7}$ $\sim 10^{-7}$ $1,0 \cdot 10^{-4}$
π^0	134,9642(38)	$0,87(4) \cdot 10^{-16}$	$\gamma + \gamma$ $\gamma + e^- + \bar{e}^-$ $e^+ + e^- + e^+ + e^-$	98,50 1,8 $3,2 \cdot 10^{-4}$

Т. к. время жизни пионов велико по сравнению с ядерными временами ($\sim 10^{-23}$ с), в табл. элементарных частиц их условно относят к «стабильным» частицам. Электр. заряд π^- -мезона $Q = -1$ (т. е. совпадает зарядом электрона), для π^+ -мезона $Q = +1$, для π^0 -мезона $Q = 0$. Спин пионов $J = 0$, т. е. они относятся к классу *бозонов*. Их *внутренняя чётность* отрицательна, $P = -1$. Частицы с такими характеристиками спина и чётности ($J = 0$, $P = -1$) наз. *псевдоскалярными: барьонное число, лептонное число, странность, очарованность, красота пионов равны нулю*. Из кваркового состава пионов видно также, что π^+ и π^- являются частицей и античастицей по отношению друг к другу, а π^0 тождествен своей античастице (т. е. является *истинно нейтральной частицей*); π^0 -бозон имеет положит. *зарядовую чётность*: $C = +1$. *Изотопический спин* пионов $I = 1$, т. е. они образуют изотопич. триплет: трём возможным проекциям изотопич. спина $I_3 = +1, 0, -1$ соответствует состояния π^+ , π^0 , π^- , G -чётность пионов отрицательна, $G = -1$.

Пионы — наиб. лёгкие в обширном классе адронов, что обуславливает их особую роль среди элементарных частиц. Облако виртуальных л-мезонов, окружающих адроны, определяет размеры адронов, составляющих в соответствии с неопределённой соотношением величину $\hbar/m\pi c \sim 10^{-13}$ см.

Распады пионов. Пионы участвуют во всех известных типах взаимодействий: сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном. Поскольку л-мезоны имеют папемашную массу среди адронов, их распад на более лёгкие частицы не может происходить за счёт сильного взаимодействия и связан с появлением др. взаимодействий. Способы распада пионов определяются их квантовыми числами. Распад π^0 происходит за счёт эл. магн. взаимодействия и из-за сохранения зарядовой чётности в этом взаимодействии возможен лишь на чётное число фотонов (фотон имеет отрицат. зарядовую чётность). Сохранение элктрн. заряда требует, чтобы при распаде заряженного π^\pm -мезона его заряд компенсировался присутствием среди продуктов распада заряд. лептона (μ^\pm или e^\pm). В свою очередь сохранение лептонного числа требует появления μ^\pm или e^\pm в паре с соответствующим типом нейтрино (антинейтрино), так чтобы их суммарное лептонное число равнялось нулю (табл.). Обязат. присутствие среди продуктов распада π^\pm -мезонов слабо взаимодействующей частицы — нейтрино (антинейтрино) означает, что распад π^\pm обусловлен слабым взаимодействием. Это приводит к относительно большому (по сравнению с π^0) времени жизни адрон. пионов.

Процессы образования пионов. Пионы являются осн. продуктом сильного взаимодействия адронов при высоких энергиях. По этой причине пионы в значит. степени определяют состав космических лучей в пределах земной атмосферы. Будучи осн. продуктами ядерных взаимодействий частиц первичного космич. излучения (протоны и более тяжёлых ядер) с ядрами атомов воздуха, пионы входят в состав электронно-ядерных и широких атм. ливней. Распадаясь, π^\pm -мезоны создают проникающую компоненту космич. излучения — мюоны и нейтрино высоких энергий, а π^0 -мезоны — электронно-фотонную компоненту.

Искусств. путём пионы получают на ускорителях. Благодаря сравнительно большому времени жизни из релятивистских заряд. пионов можно сформировать пучки и отвести их на значит. расстояние от точки образования пионов. При взаимодействии ускоренных протонов с ядрами на совр. ускорителях заряд. частиц можно получить пучки пионов с энергией до неск. сотен ГэВ. Продукты распада нейтральных пионов используются для получения лучков высокоэнергетичных γ -квантов, электронов и позитронов. Потоки пионов, получаемые на мезонных фабриках — высокоинтенсивных ускорителях средних энергий (≤ 1 ГэВ), могут превышать в пучке 10^{10} пионов/с.

История открытия. Существование пионов было постулировано Х. Юкавой (H. Yukawa) в 1935 для объяснения короткодействующего характера и большой величины ядерных сил. Из соотношения неопределённости для энергии и времени следовало, что если действующее между нуклонами в ядре силы обусловлены обменом квантами поля ядерных сил, то масса этих квантов (позднее названных л-мезонами) должна составлять примерно 300 электронных масс. Поиски заряд. л-мезонов увенчались успехом лишь в 1947, когда Дж. Латтесом (G. Lattes), Х. Мьюирхедом (H. Muirhead), Дж. Оккаллини (G. Occhialini) и С. Ф. Пауэллом (S. F. Powell) были найдены в ядерных фотоэмulsionах, облучённых космич. лучами на большой высоте над поверхностью Земли, треки частиц, свидетельствующие о распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (рис. 1).

Существование нейтральных пионов следовало из обнаруженной на опыте зарядовой независимости ядерных сил (взаимодействие между одинаковыми нуклонами — двумя протонами или двумя нейтронами — может

осуществляться только путём обмена нейтральными пионами). Экспериментально л⁰-мезоны были обнаружены в 1950 по γ -квантам от их распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$; π^0 рождался в столкновениях фотонов и протонов с энергией ~ 300 МэВ с ядрами. Заряд. пионы в лаб. условиях были впервые получены в 1948 на ускорителе в Беркли (США). Облада. массой, пионы требуют для своего рождения затраты энергии, не меньшей их энергии покоя m_0c^2 . Так, для рождения пиона при столкновении двух нуклонов, $N + N \rightarrow N + N + \pi$, необходимо, чтобы кинетич. энергия нуклона (в лаб. системе), налетающего на покоящийся нуклон, была выше пороговой энергии $\epsilon_p = 292$ МэВ; для фоторождения пиона на нуклоне, $\gamma + N \rightarrow \pi + N$, $\epsilon_p \approx 150$ МэВ.

Взаимодействие пионов. Количество изученных свойств пионов и их взаимодействий выполнено преим. на пучках частиц высоких энергий

Рис. 1. Фотография одного из первых зарегистрированных в ядерных фотоэмulsionах случаев распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

на ускорителях. Нейтральные пионы в силу малого времени жизни, как правило, распадаются до взаимодействия в веществе. Заряд. пионы с энергией ~ 10 МэВ и ниже при движении в веществе тратят

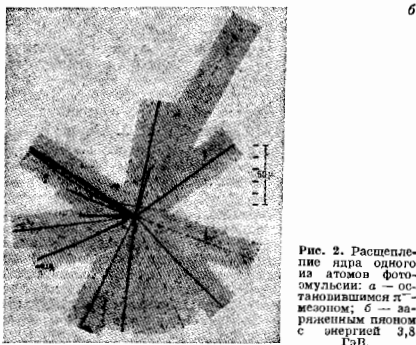
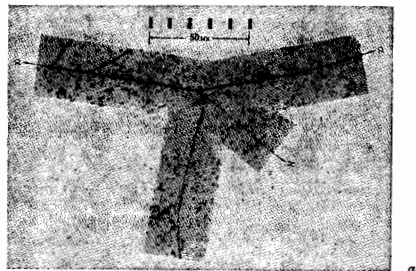


Рис. 2. Расщепление ядра одного из атомов фотоэмulsionии: а — остановившийся π^- -мезон; б — зарядившийся пион с энергией 3,3 ГэВ.

свою энергию в основном на ионизацию атомов (за счёт эл.-магн. взаимодействия с ними) и обычно не успевают до своей остановки провзаимодействовать с атомными ядрами. При этом остановившийся π^- -мезон распадается на положительно заряженный мюон и мюонное нейтрино. π^- -мезон после остановки притягивается положит. зарядом ближайшего ядра, образуя π^- -мезоатом (см. *Адронные атомы*) с размерами в $m_e/m_\pi \approx 270$ раз меньшими, чем размеры обычного атома, а затем поглощается и расщепляет ядро с образованием т. п. звезды (рис. 2, а). π^- -мезоны с энергиями ≥ 100 МэВ сильно взаимодействуют с атомными ядрами, вызывая, как правило, их расщепление (рис. 2, б).

В области энергий выше порога мезообразования и до $\sim 10^{10}$ эВ при взаимодействии пионов с протонами или нуклонами ядер наблюдается интенсивное образование кваисвязанных мезонных и барионных систем, т. н. *резонансов*, с временем жизни $10^{-22} - 10^{-24}$ с. Эти состояния могут проявляться, напр., в виде максимумов в энергетич. зависимости полных или дифференц. сечений реакций рассеяния пионов (рис. 3). Неудругие взаимодействия пионов с энергией $\geq 10^{10}$ эВ обусловлены преим. процессами множеств. рождения частиц (см. *Многочастичные процессы*). Процессы рассеяния адронов (в т. ч.

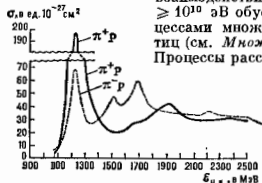


Рис. 3. Зависимость полных сечений от взаимодействий π^+ - и π^- -мезонов с протонами от полной энергии E_{cm} стандартной системы частиц в системе центра инерции.

пионов) высоких энергий с большой передачей импульса (*глубоко неупругие процессы*) описываются на основе *квантовой хромодинамики*. Исследование процессов глубоко неупругого рассеяния пионов позволяет определить т. н. структурную функцию, характеризующую распределение по импульсам кварков антикварков (партонов), входящих в состав рассеивающегося пиона (рис. 4).

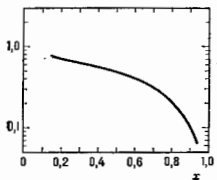


Рис. 4. Структурная функция заряженных пионов, характеризующая распределение входящих в пион кварков (партонов) в зависимости от относительной доли x полного импульса пиона.

Теоретич. описание процессов сильного (и эл.-магн.) взаимодействия пионов промежуточных и низких энергий носит феноменологич. характер. Основой теоретич. описания процессов взаимодействия и распада адронов низких энергий с участием пионов является т. н. *киральная симметрия*, справедливая в приближении равенства нулю массы псевдоскалярных мезонов (пионов).

Взаимодействие пионов с γ -квантами определяется их эл.-магн. свойствами — электрич. зарядом, эл.-магн. радиусом, формфактором, поляризуемостью. Эл.-магн. характеристики пионов были определены в спец. опытах, в к-рых изучались редкие процессы рассеяния пионов высоких энергий на атомных электронах и на кулоновском поле атомных ядер. Найденное значение эл.-магн. радиуса заряженных пионов составляет $0,66, (0,01) \cdot 10^{-13}$ см, поляризуемости $\alpha_\pi = 6,9, (1,4) \cdot 10^{-43}$ см³. Взаимодействие фотонов с адронами при энергиях выше ~ 150 МэВ определяется в основном процессами фоторождения пионов.

Использование пионов. Реакции взаимодействия и распада пионов служат ценным источником информации не только о свойствах пионов, но и об общих закономерностях взаимодействий элементарных частиц. В качестве примеров можно привести следующие. Измерения отношения вероятностей распадов $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ были использованы для проверки предположения М. Гелл-Манна (М. Gell-Mann) и Р. Фейнмана (Р. Feynman), а также Р. Маршака (R. Marshak) и Э. Сударшана (E. Sudershan) о векторно-аксиальном ($V - A$) варианте гамилтониана слабого взаимодействия. Открытие бета-распада пиона $\pi^+ \rightarrow l^0 + e^+ + \nu_e$ (Ю. Д. Прокошкин и др.) явилось эксперим. подтверждением сформулированной С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем гипотезы о сохранении векторного тока в слабом взаимодействии (см. *Векторное токи сохранения*). Теоретич. объяснение эксперим. значения вероятности распада $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ в кварковой теории оказалось возможным лишь при использовании предположения о том, что кварки обладают квантовым числом *цвет*. Исследование спектра эфф. масс и распределений по углам вылета системы из трёх π^- -мезонов, образованных в результате *дифракционного рассеяния* π^- -мезона на ядрах (т. е. рассеяния без изменения состояния ядра-мишени), привело к обнаружению новых мезонов — резонансных состояний с массами 1240(30) МэВ и 1770(30) МэВ и квантовым числом, совпадающим с квантовым числом пиона. Эти состояния, называемые ρ^- - и ρ^0 -мезонами, интерпретируются как радиальные возбуждения системы из двух кварков, входящих в пион (А. А. Тлупкин и др.).

Интенсивные пучки π^- -мезонов средних энергий, получаемые на мезонных фабриках, начинают применять в прикладных целях, в частности в лучевой терапии злокачеств. опухолей. Наиб. эффект даёт использование π^- -мезонов, т. к. дополнит. энерговыделение, связанное с расщеплением ядер при поглощении ими остановившихся π^- , может быть хорошо локализовано в поражённом органе. Медленные заряж. пионы, и особенно образующиеся при их распаде мюоны, используются для изучения структуры вещества (см. *Мезонная химия*).

Лит.: Росс В. В., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; Гаврилов В. Ч., Физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1969; Ливинг и Д., Введение в физику высоких энергий, пер. с англ., М., 1975; Окумь Л. В., Липтон и кварки, 2 изд., М., 1990. А. И. Лебедев, Г. В. Мичельмаксер.

pin-диод — полупроводниковый диод, в к-ром центральная (базовая) область легирована настолько слабо, что уже при небольшом обратном смещении она полностью перекрывается областью пространственного заряда (ОПЗ) *p-n-перехода*.

Обычно этот прибор является *rvn-* либо *rvn-диодом*, где *v*, л означают слаболегиров. материал *n-* либо *p-*типа проводимости. Материал с собств. проводимостью (*i-*материал; от англ. *intrinsic* — собственный) может быть получен только путём точной взаимной компенсации легирующих ирмисей; технологически такая компенсация весьма сложна и применяется редко.

Используются *pin-диоды* обычно в качестве переключателей, аттенуаторов, ограничителей и модуляторов СВЧ-колебаний, а также в качестве быстродействующих фотоприёмников и мощных выпрямит. диодов.

Общим свойством *pin-диода*, к-рое используется при всех видах управления СВЧ-сигналом, является сильное изменение его проводимости под воздействием влещ. управляющего источника напряжения (тока). Такой диод включается в СВЧ-тракт, и путём изменения его проводимости производится изменение прохождения, отражения либо поглощения СВЧ-мощности. Увеличение проводимости осуществляется *инжекцией* неосновных носителей *p- i- и n- i-*переходами при смещении их в прямом направлении, а уменьшение — выведением носителей во влещ. цепь при обратном смещении и рекомбинацией.

При резком приложении прямого смещения *p-n-переход* (рис. 1, 2) инжектирует дырки в базу, их пол-

притягивает электроны, в результате чего у перехода образуется тонкий слой P_1 ал.-нейтральной электроно-дырочной плазмы. Протекающий электронный ток создает в базовой области поле, вытягивающее из слоя P_1 дырки. Эти дырки с компенсирующими их электронами движутся к n -слою в условиях биполярного дрейфа при промежуточном уровне инжек-

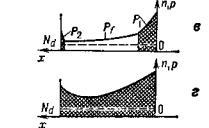


Рис. 1. pin-диод: а — структура; б — формирование плазменного слоя P_1 и концентрации волны P_2 на начальной стадии включения; в — формирование слоя P_2 ; г — вазистационарное распределение плазмы после снятия диффузионных слоев.

ции, т. е. формируется плазменная концентрация, волна P_1 быстро достигающая n -слоя; после этого у его границы начинается формирование ал.-нейтральной плазменного слоя P_2 . Одновременно с быстрым биполярным дрейфом идет сравнительно медленное встречное диффузионное движение плазменных слоев P_1 и P_2 , после смыкания k -рых в базе через определ. время формируется стационарное распределение плазмы.

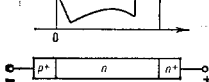


Рис. 2. Распределение концентрации плазмы (а) и напряженности поля (б) при переключении диода на дрейфовую стадию включения.

Характерные времена процессов биполярного дрейфа лежат в наносекундном, а времена диффузионных процессов — в микросекундном диапазонах ($\approx W^2/2D$, где D — коэф. амбиполярной диффузии, W — ширина базы); однако биполярный дрейф идет при концентрации носителей, не сильно превышающей уровень легирования, а для диффузионных процессов превышение обычно составляет 2–3 порядка и более.

Характер процесса восстановления диода при переключении на обратное смещение существенно зависит от того, на какой стадии был прерван процесс накопления плазмы при прямом смещении. Если длительность накопления была достаточна для «скопления» диффузионных слоев, то восстановление протекает довольно медленно. Дырки из плазмы у p — v -перехода выводятся в p -слой, а электроны движутся к n -слою в слабом поле, создаваемом протекающим через плазму практически постоянным обратным током; одновременно идет рекомбинация носителей в плазме. После спада концентрации дырок у p — v -перехода до равновесного значения начинает формироваться ОПЗ, граница n -рой смещается к n -слою со скоростью движения электронов в слабом поле; ток в цепи падает, а напряжение на диоде возрастает. Затем ОПЗ занимает весь базовый слой, избыточные носители полностью удаляются из базы, и процесс переключения заканчивается; длительность такого процесса лежит обычно в микросекундном диапазоне. Характер процесса радикально меняется, если переключение производится на дрейфовую стадию накопления. В этом случае тонкий слой плазмы P_2 истекает очень быстро и у n -слоя формируется фронт концентрация, волны, k -рый в условиях биполярного дрейфа отходит от n -слоя, оставляя после себя область с концентрацией электронов, определяемой исходящим легированием. Поскольку при биполярном дрейфе скорость носителей тем больше, чем меньше концентрация, то крутизна заднего фронта при движении

возрастает. Одновременно идет рассеивание плазмы и образование ОПЗ у p — v -перехода, причём момент подхода фронта к плазменной области P_1 совпадает с её полным истощением, и далее ОПЗ расширяется очень быстро за счёт ухода осн. носителей в поле, создаваемое в нейтральной v -базе обратным током. Т. о., база легирована слабо, что даже при небольшом токе поле достаточно велико, для того чтобы носители и, следовательно, ОПЗ двигались с насыщенной скоростью; тогда длительность процесса восстановления составляет единицы нс и менее. Поэтому при дрейфовом характере процессов включения и выключения быстроты действия pin-диола очень велико, но концентрация плазмы в базе и, следовательно, проводимость её во включенном состоянии сравнительно невелики, то в время как диффузионные процессы позволяют обеспечить высокую проводимость, но протекают апатительно медленнее. Для управления сравнительно небольшой СВЧ-мощностью, особенно в приёмных трактах, используются низковольтные pin-диоды с тонким базовым слоем. В этом случае достаточное быстроты действие обеспечивают диффузионные процессы, позволяющие осуществить очень большие передачи концентрации и, следовательно, проводимости. При этом время жизни носителей в базе должно быть малым, но для приемлемой однородности распределения концентрации плазмы необходимо, чтобы выполнялось соотношение $W(D\tau)^2 \leq 1$, где τ — время жизни носителей в базе. Для управления СВЧ-сигналами большой мощности используются высоковольтные pin-диоды с широкой базой, работающие в осн. на дрейфовых процессах.

Следует отметить, что форма импульса тока через диод и форма импульса СВЧ-мощности в модуляторе могут не совпадать, поскольку проводимость диода существенно зависит от целого ряда нелинейных эффектов, возникающих при большой плотности тока и большой концентрации плазмы. Напр., в области больших плотностей тока рост проводимости диода с ростом тока и, следовательно, ослабление СВЧ-мощности насыщаются из-за падения коэф. инжекции переходов уменьшения подвижности носителей из-за электроно-дырочного рассеяния и увеличения темпа их рекомбинации из-за оже-процессов. С др. стороны, при переключении диода из прямого смещения на обратное при относительно небольших плотностях тока ослабление СВЧ-мощности начинает уменьшаться практически сразу, хотя постоянный обратный ток протекает довольно долго. Это связано с уменьшением проводимости областей, прилегающих к p — n -переходам, из-за выведения носителей во внеш. цепь.

При прямом смещении и высокой концентрации плазмы в базе сопротивление диода можно считать чисто активным независимо от величин СВЧ-сигнала, но при малой либо нулевой концентрации приходится учитывать, что при непрерывном воздействии СВЧ-сигнала у p — n -переходов возникает избыточная концентрация неравновесных носителей, осциллирующая около некоторой постоянной составляющей. Поведение этой составляющей аналогично поведению избыточных носителей, инжектированных в базу при прямом смещении. Это означает, что избыточная концентрация распространяется путём диффузии либо биполярного дрейфа на всю базу, выпывая её проводимость; поэтому при достаточной мощности СВЧ-сигнала проводимость диода увеличивается даже без воздействия управляющего смещения.

Диапазон параметров совр. pin-диодов, предназначенных для управления СВЧ-мощностью, очень широк. Сравнительно маломощные диоды с макс. мощностью рассеяния < 1 Вт имеют времена переключения в наносекундном диапазоне. Мощные диоды (рассеиваемая мощность ~ 10 Вт) коммутируют импульсную СВЧ-мощность (~ 10 кВ) с временами переключения в микросекундном диапазоне. Осн. материалами для этих приборов являются кремний, германий и арсенид гал-

ния, осн. технол. методами изготовления — диффузия, сплавление, эпитаксия и ионная имплантация.

Вторая важная область применения pn -диодов — оптоэлектроника, где они используются в качестве высокочувствительных быстродействующих фотоприёмников. На рис. 3 показана фоточувствительная $p^+(v)n^+$ структура при обратном смещении, величина k -рога выбирается такой, чтобы ОПЗ p^+ - v -перехода занимала всю базу. Падающее на прозрачное окно фотодиода излучение I_0 с незначит. потерями в p^+ -слое достигает $i(v)$ -базы, в k -рог поглащается с генерацией электронно-дырочных изр.

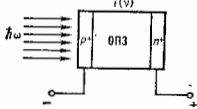


Рис. 3. $p^+(v)n^+$ -структура фотодиода.

Пары разделяются в поле ОПЗ и дрейфуют к соответствующим электродам, вызывая появление фототока. Предельное быстродействие pn -фотодиода ограничивается временем пролёта носителей $i(v)$ -базы с насыщенной скоростью, а предельная чувствительность — шумовым током. Осн. материалом для pn -фотодиодов являются кремний, осн. технол. методами изготовления — планарно-эпитаксиальные.

$p^+(v)n^+$ -структура лежит в основе конструкции полупроводникового элемента совр. выпрямит. диодов большой мощности, в k -рых толщина $i(v)$ -базы выбирается так, чтобы ОПЗ p^+ - v -перехода занимала всю толщину базы при напряжении лавинного пробоя, соответствующем уд. сопротивлению материала базы. Такая геометрия позволяет сочетать высокое блокируемое напряжение с относительно малым напряжением в проводящем состоянии при большой плотности тока, определяемой в осн. толщиной базы и временем жизни носителей в ней. Однако при этом необходимо использовать спец. конструкцию краевого контура p - n -перехода, препятствующую смыканию ОПЗ p^+ - v -перехода с k^+ -контактом на поверхности полупроводника, граничащей с окружающей средой.

Лит.: Д а е х д р Г. В., О р л о в О. С., pn -диоды в микрополосных устройствах СВЧ, М., 1976; Н о с о в Ю. Р., Оптоэлектроника, 2 изд., М., 1978; Т у н к в и ч В. М., Г р е х о в И. В., Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами, Л., 1988. И. В. Грехов.

ПИНЧ-ЭФФЕКТ (от англ. pinch — сужение, сжатие) — эффект сжатия, стигвания сильноточного газового разряда (плазменного образования) в результате взаимодействия тока разряда с магн. полем, собственным или внешним. Впервые подобное явление описано в 1934 У. Беннеттом (W. H. Bennett) применительно к потокам быстрых заряд. частиц газоразрядной плазме. Термин «П.-э.» введён в 1937 Л. Готтсом (L. Tonks) для описания физ. процессов в сильноточной дуге.

В зависимости от направления тока в плазменном столбе различают z - и θ -пнч. Если ток I протекает вдоль оси z цилиндра плазменного столба и взаимодействует с собственным магн. полем, П.-э. наз. z -пнчем. Если I цилиндрич. разрядной камере приложено внеш. продольное магн. поле, то в плазме индуцируется азимутальный ток I_θ , в результате взаимодействия I с осев. магн. полем происходит стигвание плазмы к осн — θ -пнч. Сжатие плазмы наблюдается и в конфигурациях, имеющих вид тонкого лобкового плазменного слоя с током — нейтральной токовой слои.

Механизм П.-э. можно рассмотреть на примере z -пнча. Силовые линии магн. поля B , создаваемого током, имеют вид концентрич. окружностей, плоскости k -рых перпендикулярны осн. Возникающая электродинамич. сила F , действующая на единицу объёма проводящей среды с плотностью тока J , равна $c^{-1}JB$, направлена по радиусу к осн цилиндра и вызывает сжатие токового канала. Сжимающее действие протекающего тока можно считать также простым следствием закона Ампера о магн. притяжении отд. параллельных токовых

ветей с одинаковым направлением, создающих полный ток J .

При описании П.-э. в терминах магн. гидродинамики для случая идеально проводящей среды объёмная электродинамич. сила F может быть заменена на поверхность магн. давление $p_{\text{магн}} = B^2/8\pi$, k -рому в случае П.-э. в металлах, проводящих противдействует сила упругости, а при сжатии газоразрядной плазмы — газокINETИЧ. давление, обусловленное тепловым движением частиц — ионов и электронов.

При нек-рой величине тока магн. давление на поверхности подвижной, легко сжимаемой газовой среды (плазмы) может стать больше газокINETИЧ. и токовый канал начнёт уменьшать своё сечение — возникает П.-э.

П.-э. может наблюдаться только в проводящих средах, где подвижные носители заряда (электроны и ионы в газоразрядной плазме, электроны и дырки — в полупроводниках) присутствуют в приблизительно одинаковом кол-ве. Если не имеется только один тип носителей тока, то электр. поле пространственного заряда эффективно препятствует сжатию тока к осн. Прохождение больших токов (10^6 — 10^8 А) через газ сопровождается ионизацией и нагревом вещества и переходом его в состояние плазмы. Нагрев плазмы происходит при токовом тепловыделении на омич. сопротивлении плазменного канала (джоулев нагрев) и при адиабатич. сжатии пнча как целого (образуется высокотемпературная плазма).

Магн. поле тока отжимает плазменный канал от стенок разрядной камеры, и образуется изолиров. токовый шпур — пнч. Само магн. поле сосредоточено в пристеночном вакуумном зазоре между пнчем и стенкой, тем самым создаются условия для магн. термомонолизации высокотемпературной плазмы. Линии магн. поля параллельны поверхности пнча, и вылетающие из плазмы заряд. частицы движутся поперёк магн. поля, процесс диффузии плазмы (и переноса тепла) на стенку существенно замедляется; характерная длина свободного пробега частиц λ заменяется на ларьмовский радиус $\rho = emv/B$, k -рый, в зависимости от величины магнитного поля B , меньше λ на несколько порядков величины.

Этим свойством пнчей — магн. термомонолизации высокотемпературной плазмы — объясняется возникший в связи с проблемой УТС интерес к П.-э. Исследование пнчей в действии началось в 50-х гг. одновременно в СССР, США и Великобритании в рамках спец. программ по УТС. Осн. внимание при этом уделялось двум типам пнчей — линейному и тороидальному.

Ток пнча J должен был выполнять ещё одну необходимую для УТС ф-цию — обеспечивать магн. удержание пнча в состоянии равновесия. Неограниченному магн. сжатию при П.-э. противодействует газокINETИЧ. давление плазмы $p_{\text{пл}} = n_e kT_e + n_i T_i$, k -рое в плотной высокотемпературной плазме в силу её квазинейтральности ($n_e = n_i = n$) и обычно выполняется условием $T_e \approx T_i$ становится равным $p_{\text{пл}} = 2nkT$ (n — плотность, а T — температура плазмы). При равновесии легкоподвижная граница пнча располагается на поверхности равного давления, т. е. после нек-рого нач. сжатия на границе плазменного образования должно непрерывно выполняться условие квазравновесия пнча $p_{\text{пл}} = p_{\text{магн}} = B^2/8\pi$.

Из этого условия следует т. в. соотношения Беннетта $B^2/8\pi = 2nkT = 2nkT_e$. Т. к. для цилиндрич. проводника $B = 2J/cr$, то $J^2 = 4c^2 knT_e$, где $N = \pi r^2 n$ — число частиц в сечении пнча. Это соотношение показывает, что для достижения в терм. $T \approx 10^8$ К, при k -роёй скорости протекания термоядерных реакций в равнокомпонентной дейтерий-тритиевой смеси уже настолько велика, что синтез ядер может стать энергетически выгодным, требуется хотя и большой, но вполне достижимый ток пнча ($\approx 10^7$ — 10^8 А, в зависимости от N).

Исследования линейного (цилиндрич.) z-пинча проводились в двухэлектродных керамич. камерах. Разрядная камера состояла из изолирующей трубы (фарфор, кварц), торцы к-рой вакуумно-плотно закрывались металлиз. электродами. Камера заполнилась дейтерием при давлении 10^{-3} тор, и через газ пропускался импульсный ток $(10^4 \pm 10^6)$ А, источником к-рого служила малоиндуктивная конденсаторная батарея (напряжение зарядки $10^3 \sim 10^5$ В), выключаемая через разрядное устройство. Протекающий через газ ток изменялся во времени по закону, близкому $J_z \sin t / \sqrt{LC}$, где C — ёмкость конденсаторного накопителя, L — эфф. индуктивность, состоящая из внеш. индуктивности контура и изменяющейся во времени индуктивности плазменного столба. Скорость нарастания тока достигала величины $\leq 10^{12}$ А/с. В первых же экспериментах по исследованию z-пинча выяснились две главные не учитывавшиеся ранее особенности сильноточного газового разряда.

При изменяющемся во времени токе плазменный шпур скиндрится (см. *Скин-эффект*), и в нагрете плазмы существенным оказывается не джоулево тепловыделение, а электродинамич. ускорение тонкой токовой оболочки (скин-слоя) к оси, сопровождающееся образованием мощной сходящейся ударной волны. Движение токово-плазменной оболочки происходит при $R_{\text{маг}} > R_{\text{пл}}$ и определяющую роль в движении играют силы инерции; условия нагрева в ударной волне и при кумуляции на оси в результате перехода кинетич. энергии в тепловую оказались более выгодными, во всяком случае равновесия пинча не обеспечивалось. Оказалось также, что в линейном z-пинче с резкой границей плазма — магн. поле в принципе невозможно получить равновесия пинча из-за развивающихся плазменных неустойчивостей (см. *Неустойчивости плазмы* и *Магнитные лопухи*). Эта особенность сильноточного разряда связана с крайне высокой подвижностью и неравновесностью коллектива частиц, составляющих плазменную среду, и отсутствием внутр. «жёсткости» у плазмы, способствующей сохранению пинчем устойчивой формы. Более того, при сжатии магн. полем диаметра, свойства плазмы способствуют выталкиванию её целиком (или отд. её частей) из области с большим B в сторону уменьшающегося поля.

В экспериментах наблюдалась сначала первая фаза — сжатие плазмы к оси, при к-ром diam. токового канала уменьшался в ~ 10 раз и на оси камеры образовывался ярко светящийся плазменный шпур, а затем вторая — быстрое развитие плазменных неустойчивостей токового канала — возникли местные пережатия пинча («перетяжки», «шейки»), его выгибы, витовые возмущения и т. д. Нарастание этих неустойчивостей происходит чрезвычайно быстро и ведёт к разрушению пинча — выбрасыванию плазменных струй, разрывам пинча, образованию вихрей и т. д. В результате возникает условия, при к-рых ток не сжимает плазму, как следовало бы из соотношения Беннета, а перехватывается образующейся околоницовой плазмой или шунтируется вследствие призоляторных пробоев.

В 1952 Л. А. Арцимовичем, М. А. Леоновичем с сотрудниками была обнаружена одна из наиб. интересных особенностей линейного П.-э. в дейтерия, связанная с развивающимися неустойчивостями. При определённых условиях мощный импульсный z-пинч в разреженном дейтерии становится источником жёсткого рентг. излучения и нейтронов, происхождение к-рых не могло быть объяснено термоядерным механизмом. Разрушение пинча неустойчивостями ограничивает время жизни высокотемпературной плазмы, поэтому в линейном пинче оказывается нерешаемым достижение *Лоусона критерия* (соблюдение условия $l \geq 10^{14} \text{см}^{-3} \text{с}$).

Изучение самосжимающихся разрядов явилось своеобразной школой плазменных исследований, позволяющих получать плотную плазму со временем жизни, хотя и малым ($\sim 10^{-8}$ с), но достаточным для изучения физики П.-э., разработать разнообразные методы диагностики

плазмы, развить совр. теорию процессов в ней. Эволюция установок с пинчем привела к созданию мн. типов плазменных устройств, в к-рых неустойчивости П.-э. либо стабилизируются с помощью внеш. магн. полей (квазиэстабильные системы типа *токамака*), либо сами эти неустойчивости используются для получения короткоживущей сверхплотной плазмы в т. н. быстрых процессах (*плазменный фокус*, микроничия), либо весь процесс имеет столь малую длительность ($\sim 10^{-7}$ с), что неустойчивость пинча не успеет развиться.

В связи с успехами техники получения больших импульсных токов по-новому встал вопрос о П.-э. в металлах, проводниках в виде полых тонностенных цилиндров. Пропускание большого тока через полый цилиндр приводит к его разрушению — сжатию, смятию, сплюсыванию, потере первонач. формы. Такой эффект наблюдается, напр., при попадании молнии в трубчатый громоотвод. Сжатие металлич. цилиндра в варианте z-пинча или θ -пинча стало широко использоваться в работах по получению импульсных магн. полей, сверхвысоких давлений, в процессах магн. сварки металлов и т. д.

Новая интересная идея использовать z-П.-э. связана с радиац. охлаждением плазмы сильноизлучающих газов. Потери плазмой энергии на излучение уменьшают противодействие магн. сжатию, и микроничия позволяют надеяться на получение сверхвысокой плотности вещества при т. явлении радиац. коллапса.

П.-э. имеет место также и в плазме твёрдых тел, особенно в сильно вырожденной электронно-дырочной плазме полупроводников, где этот эффект влияет на их проводящие свойства.

Лит.: Арцимович Л. А., *Элементарная физика плазмы*, 3 изд., М., 1969; Стилл М., Вюраль В., *Взаимодействие волн в плазме твёрдого тела*, пер. с англ., М., 1973; Эйнкьяков С. Ю., *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез*, М., 1975.

П. ИОННЫЕ АТОМЫ — см. *Адронные атомы*.

ПИОНЫ — то же, что *пи-мезоны*.

ПИПНАРДА УРАВНЕНИЕ — связывает плотность тока в сверхпроводнике с магн. полем. Установлено А. Б. Пипнардом (А. В. Pippard) в 1953. Согласно Т. у., эта связь нелокальна, т. е. плотность тока $j(r)$ определяется значением вектора-потенциала $A(r)$ во всякой той же точке, а в целой области:

$$j(r) = \frac{c}{4\pi} \int K(r',r) A(r' - r) dr', \quad (1)$$

причём $K(r')$ различно от нуля в области с размерами порядка т. н. длины когерентности $\xi_0 = \hbar v_F / \Delta$ (v_F — скорость электронов на поверхности Ферми, Δ — сверхпроводящая щель). Для компонента Фурье плотности тока и вектор-потенциала (соотв. j_q и A_q) ур-ние (1) принимает вид

$$j_q = (c/4\pi) K(q) A_q,$$

где q — волновой вектор. При $q \ll 1/\xi_0$ ядро $K(q)$ стремится к постоянной. В этом случае П. у. сводится к *Лондонскому уравнению* (лондонский предельный случай). Когда $q \gg 1/\xi_0$ (шипнардовский предельный случай),

$$K(q) = \frac{4\pi N_s e^2}{mc^2} \cdot \frac{3\pi^2 \Delta}{4q v_F} \quad (2)$$

(N_s — плотность сверхпроводящих электронов, e , m — заряд и масса электрона). Поскольку в сверхпроводнике наб. существенны $q \sim 1/\delta$, где δ — глубина проникновения магн. поля в сверхпроводник, ϕ_{Δ} (2) применима для металлов, в к-рых $\delta \ll \xi_0$ (сверхпроводники шипнардовского типа, напр. Al).

Если сверхпроводник загрязнён примесями, так что длина свободного пробега электронов $l \ll \xi_0$ (сверхпроводящий сплав), то связь j с A выражается тем же П. у. (1), однако теперь ядро $K(r)$ различно от нуля лишь в области с размером порядка l .

Лит. см. при ст. *Сверхпроводимость*. Л. П. Пшмаевский,

ПИРОМЕТРИЯ ОПТИЧЕСКАЯ (от греч. *πύρ* — огонь и *metrōō* — измеряю) — совокупность оптических (бесконтактных) методов измерения темп-ры. Почти все оптич. методы основаны на измерении интенсивности теплового излучения (иногда — поглощения) тел. Интенсивность теплового излучения резко убывает с уменьшением темп-ры T тел, поэтому методы П. о. применяют для измерения относительно высоких темп-р. При $T \leq 1000^\circ\text{C}$ они играют второстепенную роль, но при $T \geq 1000^\circ\text{C}$ становятся основными, а при $T > 3000^\circ\text{C}$ — практически единств. методами измерения T . Это связано с тем, что методы П. о. не требуют контакта датчика измерит. прибора с телом, темп-ра к-рого измеряется. Методами П. о. в промышленности и лаб. условиях определяют темп-ру в печах и др. нагреват. установках, темп-ру расплав. металлов и изделий из них (проката и т. п.), темп-ру плазм, нагретых газов, плазмы. Осн. условие применимости методов П. о. — излучение тела должно быть тепловым, т. е. подчиняться *Кирхгофа закону излучения*. Твёрдые тела и жидкости при высоких темп-рах обычно удовлетворяют этому требованию, в случае же газов и плазм необходимо спец. проверка его выполнения. Так, излучение однородного слоя плазмы подчиняется закону Кирхгофа, если распределения молекул, атомов, ионов и электронов плазмы по скоростям соответствуют *Максвелла распределению*, населённости возбуждённых уровней — *распределению Больцмана* (см. *Больцмана статистика*), а диссоциация молекул и ионизация атомов определяются законом действующих масс, причём во все эти соотношения входит одно и то же значение T . Такое состояние плазмы наз. термически равновесным. Интенсивность излучения однородной равновесной плазмы однозначно определяется её хим. составом, давлением, атомными константами и равновесной темп-рой. Если плазма неоднородна, то даже в условиях термич. равновесия её непосредственно наблюдаемое излучение не подчиняется закону Кирхгофа. В этом случае необходимо спец. приёмами определить локальные интенсивности излучения. Методы П. о. плазмы многообразны и сложны, они являются составной частью *диагностики плазм*. Напротив, для твёрдых тел и жидкостей, спектр излучения к-рых чаще всего сплошной, методы П. о. довольно просты. В этом случае измерение темп-ры осуществляют пирометрами, действие к-рых основано на применении законов излучения *абсолютно чёрного тела*. Обычно в исследуемом теле вытачивают полость с небольшим выходным отверстием. Полость по отношению к попадающему в неё излучению обладает коэф. поглощения, близким к единице (т. е. по оптич. свойствам она близка к абсолютно чёрному телу).

Наиб. универсальны методы П. о. осн. на измерении интенсивности спектральных линий. Они обеспечивают макс. точность, если известны вероятность соответствующего квантового перехода и концентрации атомов данного сорта. Если же концентрация атомов не известна с достаточной точностью, то применяют метод отнosit. интенсивности, в к-ром темп-ры вычисляют по отношению интенсивностей двух или неск. спектральных линий.

В др. группе методов П. о. темп-ра определяется по форме или ширине спектральных линий, к-рые зависят от темп-ры либо непосредственно (доплеровское уширение спектральных линий), либо косвенно (в соответствии со *Штарка эффектом* и зависимость плотности плазмы от темп-ры). В нек-рых методах T определяют по абс. или отнosit. интенсивности сплошного спектра («континуума»). Особое значение имеют методы измерения T по спектру рассеянного плазмой излучения лазера, позволяющие исследовать неоднородную плазму. К недостаткам П. следует отнести трудоёмкость измерений, сложность интерпретации результатов, невысокую точность (например, погрешности измерений температуры плазмы в лучшем случае составляют 3—10%).

Лит.: Рибо Г., *Оптическая пирометрия*, пер. с франц., М. — Д., 1934; *Оптическая пирометрия плазмы*, пер. с англ., М., 1960; Голубов А. Н., *Основы пирометрии*, 2 изд., М., 1971. **ПИРОМЕТРЫ** — приборы для измерения темп-ры тел по интенсивности их теплового излучения в оптич. диапазоне длин волн. Тело, темп-ру к-рого определяют по T , должно находиться в состоянии термодинамич. равновесия и обладать коэф. поглощения, близким к единице (см. *Пирометрия оптическая*). Применяют яркостные, цветные и радиац. П. Яркостные в т. ч. е П. обеспечивают наиб. точность измерений темп-ры в диапазоне 10^3 — 10^4 К. В простейшем в визуальном яркостном П. с исчезающей нитью объектив фокусирует изображение исследуемого тела на плоскость, в к-рой расположена нить (ленточка) спец. лампы накаливания. Через окуляр и красный фильтр, позволяющий выделять узкую спектральную область вблизи длины волны $\lambda_0 = 0,65$ мкм, нить рассматривают на фоне изображения тела и, изменяя ток в нити накала лампы, добиваются, чтобы яркости нити и тела стали одинаковыми (нить становится неразличимой на фоне тела). Шкалу прибора, регистрирующего ток, градуируют обычно в $^\circ\text{C}$ или К, и в момент выравнивания яркостей нити и тела прибор фиксирует т. ч. яркостную темп-ру (T_y) тела. Истинная темп-ра тела T определяется на основе законов теплового излучения (Кирхгофа и Планка) по ф-ле

$$T = T_y \epsilon_2 / (\epsilon_2 + \lambda_0 T_y \ln \alpha_{\lambda, T}),$$

где $\epsilon_2 = 0,01488$ м·К (т. ч. вторая постоянная излучения), $\alpha_{\lambda, T}$ — коэф. поглощения тела, λ_0 — эфф. длина волны П.

Точность результата в первую очередь зависит от строгости выполнения условий пирометрич. измерений (близость к единице коэф. поглощения $\alpha_{\lambda, T}$ и др.). Для выполнения этих условий обычно наблюдают излучение, выходящее из полости с небольшим отверстием, представляющим собой модель абсолютно чёрного тела. Осн. инструментальная погрешность обусловлена нестабильностью температурной лампы. Заметную погрешность могут внести индивидуальные особенности глаза наблюдателя.

У фотозлектрич. яркостных П. этот вид погрешности отсутствует. Погрешность образцовых лабораторных фотозлектрич. П. не превышает сотых долей К при $T \sim 1000$ К. Образцовые яркостные П. приняты в качестве осн. интерполяц. приборов, определяющих Международную практич. температурную шкалу (МПТШ-68) при темп-рах выше точки затвердевания золота ($1063,43^\circ\text{C}$).

Для измерения темп-ры тел, у к-рых коэф. α постоянен в оптич. диапазоне спектра, применяют цветные П. Этими П. измеряют отношение яркостей $b_1(\lambda_1, T)/b_2(\lambda_2, T)$ обычно в синей и красной областях спектра (напр. для длин волн $\lambda_1 = 0,48$ мкм и $\lambda_2 = 0,60$ мкм). Шкала прибора градуируется в $^\circ\text{C}$ и показывает цветную темп-ру T_c . Истинная темп-ра тела определяется по ф-ле

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_c} + \frac{\ln \alpha_{\lambda_1, T} - \ln \alpha_{\lambda_2, T}}{\epsilon_2 (\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1})}.$$

Точность цветowych П. ниже, чем яркостных.

Наиб. чувствительны (но наименее точны) радиац. П. (П. суммарного излучения), регистрирующие полное излучение тела. Действие их основано на *Стефана — Больцмана законе излучения* и на *Кирхгофа законе излучения*. Объектив радиац. П. фокусирует наблюдаемое излучение на приёмник (обычно термостойкий или болометр), сигнал к-рого регистрируется прибором, калиброванным по излучению абсолютно чёрного тела или показывающим радиац. темп-ру T_r . Истинная темп-ра тела определяется по ф-ле

$$T = \alpha^{1/4} T_r,$$

где α_T — полный коэф. поглощения тела. Раднак, П. измеряет темп-ру начиная с 200 °С. В промышленности этот тип П. широко применяют в системах контроля и управления температурными режимами, разл. технол. процессов.

Лит. см. при ст. Пирозетриция оптическая.
ПИРОЭЛЕКТРИКИ — кристаллич. *дielekтрики*, на поверхности к-рых при изменении темп-ры T возникают электрич. заряды. Появление электрич. зарядов связано с изменением спонтанной поляризации.

Историческая справка. В нач. 18 в. в Европу были завезены кристаллы турмалина («ешилонский магнит»), обладающие свойством при нагревании оказывать силовое воздействие на частицы пепла. Ф. У. Т. Эпинус (F. U. Th. Aepinus, 1756) установил причину — образование на концах нагретого кристалла зарядов противоположного знака. Термин «пирозетричество» был введен Д. Брюстером (D. Brewster, 1824). Кельвин (W. Thomson, Lord Kelvin) выявил пирозетрич. эффект с изменением электрич. поляризации при изменении T . Аккерман (W. Ackermann, 1945) исследовал пирозетрич. эффект в ряде кристаллов в широком интервале T и обнаружил тенденцию к убыванию пирозетрич. эффекта при повышении T . Первая микроскопич. теория создана С. А. Богуславским (1915). В дальнейшем было установлено, что у сегнетоэлектриков величина эффекта весьма велика вблизи точки фазового перехода.

Спонтанная поляризация P_0 может существовать только при достаточно низкой симметрии кристалла. Иметь зависящую от T спонтанную поляризацию, т. е. быть П., могут лишь кристаллы, в к-рых есть полярное направление, не изменяющееся при всех преобразованиях симметрии (полярные диелектрики и к-ры вдоль этого направления располагается вектор P_0). Таким полярным направлением обладают кристаллы 10 точек из групп симметрии: 1, 2, 3, 4, 6, m , $mm2$, $3m$, $4m$, $6m$ (рис. 1). В группах 1 и m беско-

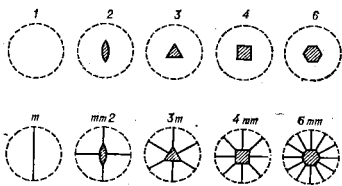


Рис. 1. Возможные точечные группы симметрии пирозетриков, показаны оси симметрии кристаллов.

нечно много таких направлений и направление P_0 не предопределено. В остальных группах это оси симметрии.

Спонтанная поляризация проявляется в виде связанного заряда в тех местах кристалла, где P_0 зависит от координат:

$$-\rho_{св} = \text{div} P_0,$$

$\rho_{св}$ — объёмная плотность связанного заряда. Т. о., на поверхности П. возникает связанный поверхностный заряд, плотность к-рого равна нормальной компоненте P_0 . При этом внутри кристалла и вне его возникает электрич. поле E_0 . В бесконечной пластине, вырезанной перпендикулярно P_0 ,

$$E_0 = -4\pi P_0.$$

В общем случае поле E_0 и полная энергия П. зависят от его формы.

В реальном П. поле E_0 внутри и вне его равно 0 (хотя P_0 сохраняется). Причина — электропроводность — свободные заряды, перемещающиеся к поверхности, ней-

трализуют связанный заряд. Поэтому пирозетрич. свойства можно наблюдать только при достаточно быстром изменении темп-ры кристалла.

Свойства П. Упр-ние, связывающее изменение P_0 и T , имеет вид:

$$\Delta P_0 = \gamma_i \Delta T,$$

где γ_i — пирозетрич. коэф., к-рые можно рассматривать как компоненты вектора $\gamma(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$. В П. всех классов симметрии, кроме 1 и m , вектор γ направлен вдоль оси симметрии, к-рая является одной из координатных осей (z), т. е. $\gamma = (\gamma, 0, \gamma_3)$. В группе 1 вектор γ лежит в плоскости симметрии: $\gamma(\gamma_1, \gamma_2, 0)$. В группе 1 направление γ произвольно относительно координатных осей: $\gamma(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$.

Пирозетрич. коэф. γ зависит от механч. условий: образец может быть «свободен» (механч. напряжение отсутствует) либо «связан», когда внешние механч. напряжения σ_{ij} обеспечивают отсутствие механч. деформаций u_{ij} , возникающих за счёт теплового расширения при изменении T . При одноврем. изменении T , E термодинамич. потенциал Φ кристалла (при пост. механч. напряжении) изменяется на величину

$$d\Phi = -SdT - P_i dE_i,$$

где S — энтропия кристалла. Т. к. $P_i = -(\partial\Phi/\partial E)_T$, $S = -(\partial\Phi/\partial T)_{E_i}$, $\partial^2\Phi/\partial T\partial E_i = \partial^2\Phi/\partial E_i\partial T$, то

$$\gamma_i = \frac{\partial P_i}{\partial T} = \frac{\partial S}{\partial E_i}.$$

Т. о., пирозетрич. коэф. определяет γ и изменение энтропии кристалла под действием электрич. поля:

$$\Delta S = \gamma_i E_i.$$

Это означает, что темп-ра П., находящегося в состоянии адабатики, изоляции, при выхождении электрич. поля вдоль полярной оси изменится на величину

$$\Delta T = \frac{T\alpha C}{\gamma} = \frac{T\gamma_C}{E},$$

где C — теплоёмкость кристалла при постоянных механч. напряжениях и электрич. поле (электрокалорический эффект). Изменение T для линейных П. с $\gamma = 10^{-4}$ Кл/м²·К и $C = 10^3$ Дж/кг·К в полях $E \sim 10^8$ В/м имеет порядок 10^{-4} К, в сегнетоэлектриках $1-10^{-2}$ К.

Все П. являются *пьезоэлектриками*, поэтому изменение темп-ры «свободного» кристалла, приводящее к его тепловому расширению или сжатию (деформации), вызовет добавочную электрич. поляризацию:

$$\Delta P_{0i} = \epsilon_{ijk} \alpha_{jk} \Delta T = \gamma^i \Delta T.$$

Здесь ϵ_{ijk} — тензор 3-го ранга пьезоэлектрич. модулей, α_{jk} — компоненты тензора коэф. теплового расширения, а суммарная поляризация

$$\Delta P_{0i} = \Delta P_{0i}^I + \Delta P_{0i}^{II} = (\gamma_i^I + \gamma_i^{II}) \Delta T.$$

Здесь γ_i^I — коэф. «первичного», γ_i^{II} — «вторичного» пирозетрич. эффекта. Для разл. кристаллов соотношения между γ_i^I и γ_i^{II} варьируются в широких пределах: вторичный эффект может превышать первичный, иметь др. знак и т. д. «Третичный» пирозетрич. эффект связан со изменением P в неоднородно нагретом пьезоэлектрике.

Микроскопическая теория П., позволяющая выяснить природу пирозетрич. эффекта и описать свойства П., основана на рассмотрении ангармонизма колебаний кристаллической решетки. Температурная зависимость пирозетрич. коэф. в области низких темп-р удовлетворительно описывается соотношением

$$\gamma = \gamma_0^D \left(\frac{\theta_p}{T} \right) + \sum_{i=1}^{\infty} \gamma_i^0 \left(\frac{\theta_p}{T} \right)^i.$$

Здесь θ_D , θ_E — характеристич. темп-ры Дебая и Эйнштейна, D и Ξ — ф-ции Дебая и Эйнштейна, γ_D , γ_E — постоянные коэф. (см. Дебая температура, Эйнштейна температура).

Экспериментальные методы. Для измерения у необходимо определить величину заряда, возникающего на поверхности кристалла определенной ориентации и формы при изменении T . Для этого обычно используют плоскостепенные пластинки, вырезанные перпендикулярно полярной оси кристалла. Большие поверхности образца покрываются проводящими электродами. Изменение ср. темп-ры кристалла на величину ΔT приводит к увеличению на электродах связанного заряда $\Delta Q_{\text{св}} = \gamma \Delta T (S - \text{площадь электродов})$ и разности потенциалов $V = \Delta Q/C$ (C — ёмкость образца).

Для измерения заряда конденсатор K с образцом помещается в термостат (рис. 2), темп-ра к-рого может изменяться. При появлении пироэлектрич. заряда потенциала точки A изменяется, заряд может быть измерен

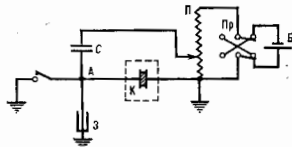


Рис. 2. Статический метод определения пироэлектрического коэффициента.

электронетром Ξ . Обычно электронетром используют в качестве нуль-индикатора и определяется заряд противоположного знака, по величине равный пироэлектрическому (компенсация, схема, состоящая из батареи Б, потенциометра П и ёмкости С, переключателя Пр, служит для изменения знака заряда конденсатора). Заряд на конденсаторе Q подбирается так, чтобы потенциал точки A был равен 0. В этом случае $Q = \Delta Q_{\text{св}}$.

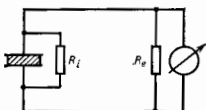


Рис. 3. Измерение пироэлектрического коэффициента в «токовом» режиме.

В др. методе измеряется пироэлектрич. ток I , протекающий между обкладками конденсатора по внеш. цепи при непрерывном изменении T образца (рис. 3). При заданной скорости изменения темп-ры dT/dt величина u определяется при $R_1 \gg R_2$:

$$u = (I/S)(dT/dt)^{-1}.$$

Пироэлектрические материалы и их практическое применение. Типичными П. являются турмалины, $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$. Среди П. особое место занимают сегнетоэлектрики, в к-рых температурная область полярной фазы ограничена: при повышении T спонтанная поляризация уменьшается и исчезает в точке фазового перехода T_K . Вблизи T_K

$$\gamma \sim (T_K - T)^{-1/2}$$

и может достигать бесконечно больших значений. Для практич. целей важны П., в к-рых у сохраняет высокие значения в достаточно широком интервале T . Ряд сегнетоэлектриков удовлетворяет этому условию; оск. препятствие их применения — допозарядка из-за рабония кристаллов на домыши. Используются разл. способы сохранения в кристаллах м о н о д о м е н н о г о с о с т о я н и я: введение в растущий кристалл примесей, у-облучение в электр. поле; для кристаллов с высоким T_K — охлаждение при переходе через T_K в электр. поле. При введении примесей и облучении в сегнетоэлектриках возникают внутр. поля, достигаю-

щие 10^6 В/м. Помимо стабилизации монокристаллического состояния эти поля приводят к «размытию» фазового перехода, причём область T , где у имеет аномально высокие значения, расширяется. Пироэлектрич. свойствами обладают керамика, сегнетоэлектрики, поликристаллические электр. поля, а также нек-рые полимеры (табл.).

Пироэлектрические свойства некоторых материалов при $T=300$ К

	$\gamma \cdot 10^{-12}$ Кл · см ⁻² · К ⁻¹								
Турмалин $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	0,04 0,8								
Сегнето-электрич. монокристаллы	<table border="0"> <tr> <td>тригалцисульфат с примесью L-α-аланина</td> <td>2,5</td> </tr> <tr> <td>LiTaO_3</td> <td>2,1</td> </tr> <tr> <td>LiNbO_3</td> <td>0,4</td> </tr> <tr> <td>Pb_2GeO_6</td> <td>0,5</td> </tr> </table>	тригалцисульфат с примесью L-α-аланина	2,5	LiTaO_3	2,1	LiNbO_3	0,4	Pb_2GeO_6	0,5
тригалцисульфат с примесью L-α-аланина	2,5								
LiTaO_3	2,1								
LiNbO_3	0,4								
Pb_2GeO_6	0,5								
Керамич. сегнето-электрики	<table border="0"> <tr> <td>титанат-цирконат Pb титанат-цирконат Pb с примесью La</td> <td>0,6÷5,0</td> </tr> <tr> <td>BaTiO_3</td> <td>3,5-17 2,3</td> </tr> </table>	титанат-цирконат Pb титанат-цирконат Pb с примесью La	0,6÷5,0	BaTiO_3	3,5-17 2,3				
титанат-цирконат Pb титанат-цирконат Pb с примесью La	0,6÷5,0								
BaTiO_3	3,5-17 2,3								
Полимеры	<table border="0"> <tr> <td>поливинилфторид PVF</td> <td>0,3</td> </tr> <tr> <td>поливинилпирролидон PAN</td> <td>0,01</td> </tr> </table>	поливинилфторид PVF	0,3	поливинилпирролидон PAN	0,01				
поливинилфторид PVF	0,3								
поливинилпирролидон PAN	0,01								

П. используются как термоэлектрич. преобразователи. Основой является пироэлектрич. пластина с металлич. электродами, нанесёнными на срез, перпендикулярный полярной оси. На входе — поток лучистой энергии, изменяющий темп-ру П., на выходе — электр. заряд или напряжение. Преимущества пироэлектрич. преобразователей — широкий диапазон частот детектируемых излучений, высокая чувствительность, быстротечность, способность к работе при $T \sim 300$ К. Пироэлектрич. приёмники применяются как детекторы

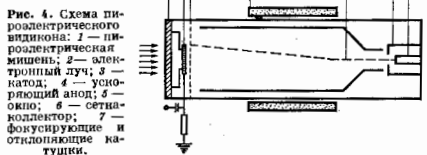


Рис. 4. Схема пироэлектрического детектора ИК-излучения: 1 — пироэлектрическая мишень; 2 — электронный луч; 3 — катод; 4 — ускоряющий анод; 5 — окно; 6 — сетчатый коллектор; 7 — фокусирующая и отклоняющая катушки.

ИК-излучения малой мощности; детекторы формы и мощности коротких (10^{-3} – 10^{-11} с) импульсов излучения; чувств. датчики в спектро- и радиометрии; пирометрии.

Особенно перспективно их применение для индикации пространственного распределения излучений, в т. ч. в системах визуализации ИК-изображений. Созданы пироэлектрич. видеоканалы — тепловые передающие телевизионные трубки с пироэлектрич. мишенью (рис. 4). С внеш. стороны через окно 5 на мишень 1 в виде тонкой (10 – 100 мкм) пироэлектрич. пластины (диам. 18 – 20 мм) процируется изображение объекта; внутр. сторона обрешена и считываемому электронному лучу 2. Изображение объекта создаёт на мишени температурный и соответствующий ему зарядовый и потенциальный рельеф. Этот рельеф модулирует ток, протекающий в цепи нагрузочного сопротивления при сканировании мишени электронным лучом. Создаваемое током напряжение управляет яркостью луча, воспроизводящего изображение на телевизионном мониторе.

Лит.: Ная Дж., Физические свойства кристаллов, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Желудев И. С., Физика кристаллических диэлектриков, М., 1968; Нозови В. К., Глариндова Н. И., Фельдман Н. В., Пироэлектрические преобразователи, М., 1978; Кремьчугский Л. С., Ройдина О. В., Пироэлектрические приемные устройства, К., 1982.

ПЛАВЛЕНИЕ ТЕЛ — состояние равновесия твёрдого тела, частично или полностью погружённого в жидкость (или газ). Осн. задача теории П. т. — определение равновесия тела, погружённого в жидкость, выяснение условий устойчивости равновесия. Простейшие условия П. т. указывает *Архимедов закон*.

Оси. понятия теории П. т. (рис. 1): 1) водоизмещение тела — вес жидкости, вытесняемой телом в состоянии

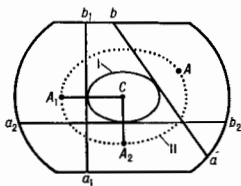


Рис. 1. ab, a_1b_1, a_2b_2 — плоскости возможной грузовой ватерлинии; A, A_1, A_2 — центры водоизмещения для объёмов, отсекаемых плоскостями ab, a_1b_1, a_2b_2 ; I — поверхность грузовых ватерлиний; II — поверхность центров водоизмещения.

равновесия (совпадает с весом тела); 2) плоскость возможной грузовой ватерлинии — всякая плоскость ab , отсекающая от тела объём, вес жидкости в к-ром равен водоизмещению тела; 3) поверхность грузовых ватерлиний — поверхность I , в каждой точке к-рой касательная плоскость является плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 4) центр водоизмещения (или центр тяжести) — центр тяжести A объёма, отсекаемого плоскостью возможной грузовой ватерлинии; 5) поверхность центров водоизмещения — поверхность II , являющаяся геом. местом центров водоизмещения.

Если тело погрузить в жидкость до к-в. плоскости возможной грузовой ватерлинии ab (рис. 2), то на тело будут действовать направленные перпендикулярно этой плоскости (т. е. вертикально вверх) выталкивающая сила F , проходящая через центр A , и численно равная ей сила тяжести P . Как доказывается в теории П. т., направление силы F совпадает одновременно с направлением нормали A_1k к поверхности II в точке A .

В положении равновесия силы F и P должны быть направлены вдоль одной прямой, т. е. нормаль к поверхности II , восстановленная из центра A , должна проходить через центр тяжести C тела (нормали A_1C, A_2C на рис. 1). Число нормалей к поверхности II , проходящих через центр тяжести C , даёт число возможных положений равновесия плавающего тела. Если тело вывести из положения равновесия, то на него будет действовать пара сил F, P . Когда эта пара стремится вернуть тело в положение равновесия, равновесие устойчиво, в противном случае — неустойчиво. Об устойчивости равновесия можно судить по положению *метacentра*. Другой простой признак: положение равновесия устойчиво, если для него расстояние между центрами A и C является наименьшим по сравнению с этим расстоянием для соседних положений (на рис. 1 при погружении до плоскости a_2b_2 равновесие устойчиво, а до a_1b_1 — неустойчиво).

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М — Л, 1952.

ПЛАВУЮЩИЙ ПОТЕНЦИАЛ — потенциал тела, помещённого в плазму (звзд, диалектрич. стенка, антеннур), когда суммарный ток на него равен нулю (ионный ток равен электронному). П. п. возникает, если на элект-

род идёт амбиполярный ток. Т. к. скорость электронов из-за малой массы больше скорости ионов, то электроны заряжают тело отрицательно по отношению к плазме. В дальнейшем потенциал достигает такой величины, когда скорость сбора положительных ионов на к.-л. теле в точности совпадает со скоростью сбора диффузировавшихся на него электронов. П. п. определяется из равенства электронного и ионного токов и имеет величину порядка

$$\sim (kT_e/2e) \ln(T_e M_i / T_i m_e),$$

где T_e, T_i — темп-ры электронов и ионов, e — заряд, m_e и M_i — масса электронов и ионов. П. п., обусловленный различием в скорости диффузии заряд. частиц, может возникать не только на теле, помещённом в плазму, но и в электролитах.

Лит.: Деб Л. I, Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М. — Л., 1956. В. Г. Курье.

ПЛАВЛЕНИЕ — переход вещества из кристаллич. твёрдого состояния в жидкое. П. происходит за поглощением тепла как *фазовой переход* 1-го рода, оно состоит в позиционном разупорядочении системы: регулярное пространственное расположение атомов (молекулу) сменяется нерегулярным при незначит. изменении ср. расстояний между ними. Температур. $T_{пл}$ зависит от давления P . Для двух- и многоатомных молекул при П. наблюдаются также ориентационное разупорядочение, у нек-рых веществ оно предшествует П.

Линия фазового равновесия кристалл — жидкость, отвечающая равенству химических потенциалов фаз $\mu_{крис}(T, P) = \mu_{жл}(T, P)$, начинается в *тройной точке* A чистого вещества (рис. 1) и прослеживается до давлений $\sim 10^6$ Па. Если в системе происходит полиморфное превращение (см. *Полиморфизм*), то линия П. имеет излом в тройной точке кристалл I — кристалл II — жидкость. У ряда веществ с изменением темп-ры и давления наблюдается более двух полиморфных превращений.



Рис. 1. Линия плавления AB на диаграмме состояния чистого вещества: A — тройная точка равновесия кристалл — жидкость — газ, K — критическая точка, AD — изотропная линия плавления за тройную точку.

Для большинства веществ темп-ра П. увеличивается с ростом давления, $dT_{пл}/dP > 0$. Но для воды, Ga, Bi, Sb , нек-рых сплавов $dT_{пл}/dP < 0$ в окрестности тройной точки A . При плавлении энтропия S возрастает, $\Delta S = S_{жл} - S_{крис} > 0$, т. е. теплота плавления $L = T \Delta S$ положительна. (Известно исключение, относящееся к 3He при $T < 0,32$ К. Оно связано с явлением прецессивного ориент. упорядочения ядерных спинов в жидкой фазе.) Тогда, согласно *Клапейрона — Клаузиуса уравнению*, $dP/dT = \Delta S/\Delta v$, знак dP/dT совпадает со знаком скачка объёма $\Delta v = v_{жл} - v_{крис}$. Для нормальных плавающих веществ объём при П. увеличивается, $\Delta v > 0$. В табл. даны значения $T_{пл}$ при

Вещество	$T_{пл}, K$	$\Delta S/R$	$\Delta v/v_{крис}$	Вещество	$T_{пл}, K$	$\Delta S/R$	$\Delta v/v_{крис}$
Ag	83,8	1,69	0,142	Cu	1358	4,15	0,046
Xe	161,3	1,71	0,151	Zn	1338	1,15	0,055
Na	63,2	1,37	0,072	Al	892,7	1,25	0,041
Ca	54,4	0,99	0,075	Al	833	1,30	0,064
CH ₄	90,7	1,24	0,081	Pb	600,2	1,00	0,037
C ₂ H ₆	278,6	4,25	0,133	Fe	1811	1,01	0,039
CaF ₂	185,0	4,86	0,084	Ni	1728	1,23	0,063
NaCl	370,8	0,86	0,026	NaCl	1073	3,37	0,259
K	335,7	0,86	0,025	KCl	1043	3,12	0,173

атм. давления, при определённых значениях скачков энтропии $\Delta S/R$ (R — газовая постоянная) и объёма $\Delta v/\mu_{крст}$ для нек-рых веществ.

Из табл. видно, что для простых веществ $\Delta S/R$ лежит в интервале 0,86—1,71 ($\Delta S \approx 7,2$ —14,2 Дж/моль·К). Более высокие значения ΔS характерны для веществ, у к-рых при П. возбуждаются дополнительные (напр., ориентационные) степени свободы (C_6H_6 , C_6F_{14} и др.) или перестраивается электронная структура (Si, Ge, Bi и др.). Увеличение объёма у металлов значительно меньше, чем у инертных газов и воиных солей. Зависимость $T_{пл}$ элементов от их ат. номера Z монотонна и обнаруживает периодичность (рис. 2). Похожий вид имеет зависимость от Z теплоты плавления L .

Термодинамика движущей силой П. является отклонение двухфазной системы от равновесия. Мерой этого отклонения служит разность химических потенциалов $\mu_{жст}(T, P) - \mu_{крст}(T, P) > 0$. Стадионарное состояние обеспечивается подводом тепла к границе раздела фаз при постоянном внеш. давлении. П. — результат конкуренции двух фаз, каждая из к-рых устойчива по отношению к малым возмущениям.

П. сопровождается скачкообразным изменением S , v и внутр. энергии при медленном изобарич. нагревании образца. При П. не только теряется регулярность структуры (дальний порядок в расположении атомов), но существенно изменяется в среднем и координация соседних атомов (ближний порядок).

Зависимость между T и P на линии П. приближённо передается эмпирич. ур-нием $(P/P_0) + 1 = (T/T_0)^c$. Здесь $c > 1$ — индивидуальная постоянная, к-рую следует рассматривать как параметр термодинамики, подобная веществ относительно П., значения T_0 и P_0 (T_0 — темп-ра плавления при $P=0$, $P_0 = -P$ при $T=0$) получены экстраполяцией линии П. за тройную точку (линия A на рис. 1). Для нормально плавящихся веществ $P_0 > 0$.

Физически продолжение линии фазового равновесия за тройную точку возможно. Обе отсутствующие фазы при этом находятся в равновесии и удовлетворяют условию $\mu_{жст} = \mu_{крст}$. Эмпирич. ур-ние приводит к асимптотике $dP/dT \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$, к-рая согласуется с теорией Нерста. Поиск высокотемпературной асимптотики линий П. не привёл к универсальному результату. В отличие от равновесия жидкость — пар критическая точка на линии равновесия кристалл — жидкость не обнаружена. Её появление считается невозможным, что объясняется различием симметрии кристалла и жидкости.

При П. имеет место размерный эффект: темп-ра П. T_R малых частиц (R — эфф. радиус частицы) ниже, чем $T_{пл}$ больших кристаллов. Эффект связан с поверхностью энергии, к-рая относительно невелика для малых частиц. Напр., для Sn $T_{пл} = 505$ К, $T_R \approx 480$; 460; 415 К соответственно для $R = 10$; 6; 4 нм.

П. частично аморфных веществ, напр. полимеров, происходит в нек-ром интервале темп-р. Для двух- и многокомпонентных систем равновесие составы кристаллич. и жидкой фаз различны, темп-ра П. двойного сплава зависит от его состава (концентрация x). Вид простой диаграммы состояний показан на рис. 3. Смесью образует непрерывный ряд растворов в жидком и кристаллич. состояниях. Равновесие составы жидкой ($x_{жст}$) и кристаллич. ($x_{крст}$) фаз при заданной темп-ре T определяются, как показано на рис. 3.



Рис. 3. Диаграмма состояния кристалл — жидкость двухкомпонентной системы, x — атомная (молекулярная) доля компонента B в растворе.

Относит. количества фаз зависят от исходной концентрации однородной системы и определяются из условия сохранения масс компонент. Верхняя линия I — кривая ликвидуса, нижняя линия z — кривая солидуса.

П. и кристаллизация играют важную роль в природе: образование снега и льда, вечной мерзлоты, процессы во внутр. слоях Земли, вулканизм, явления. П. — составная часть мн. процессов в технике (произ-во чистых металлов и сплавов, стекла, изделий из них).

Лит.: Френкель Я. М. Кинетическая теория вязкоств., Л., 1975; Дзюбов В. Я. Теория кристаллизации в больших объемах, М., 1975; Тонков В. Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении, М., 1979; Убелов А. Р. Расплавленное состояние вещества, пер. с англ., М., 1982; Смирнов В. П., Козерда В. П. Скользящая кристаллизация переохлажденных жидкостей, М., 1984. В. П. Скрипов. ПЛАВНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ МЕТОД (метод Рытова) — приближенный метод решения волнового уравнения или Леонтича параболического уравнения, описывающего распространение волн с учётом дифракции в среде с крупномасштабными (по сравнению с длиной волны λ) неоднородностями показателя преломления; одна из разновидностей метода возмущений. Предложен С. М. Рытовым в 1937 для решения задачи о дифракции света на УЗ-волне. В дальнейшем П. в м. применялся в разл. статистич. задачах распростра-

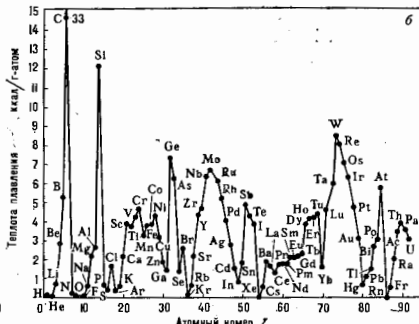
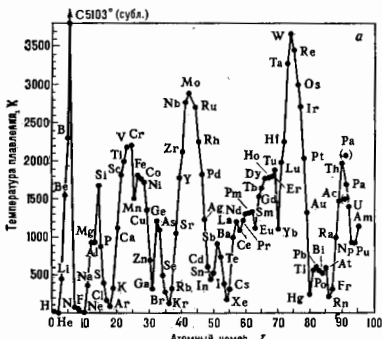


Рис. 2. Зависимость температуры (а) и теплоты (б) плавления элементов от их атомного номера Z .

ния волн в статистически неоднородных средах (напр., распространение радиоволн, света и звука в турбулентной атмосфере). Суть П. в. м. состоит в том, что теория возмущений строится не для комплексной амплитуды волны, а для комплексной фазы волны, что соответствует частичному суммированию рядов теории возмущений, т. е. определённому учёту многократного рассеяния волн.

Ур-ние П. в. м. для комплексной фазы Φ , получаемое из парабол. ур-ния, имеет вид

$$2ik\partial\Phi/\partial z + \Delta_1\Phi + (\nabla_1\Phi)^2 + k^2z(\rho, z) = 0.$$

Решение ищут в виде ряда $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \dots$ представляющего собой разложение по степеням $|\rho|$. В результате получается система ур-ний последоват. приближений:

$$2ik\partial\Phi_l/\partial z + \Delta_1\Phi_l = f_l, \quad l = 1, 2, \dots,$$

$$f_1 = -k^2z(\rho, z), \quad f_2 = -(\nabla_1\Phi_1)^2,$$

$$f_3 = -2\nabla_1\Phi_1\nabla_1\Phi_2, \dots$$

Граничные условия для Φ_l имеют один и тот же вид: $\Phi_l(\rho, 0) = 0$. Решение любого из ур-ний можно представить в виде

$$\Phi_l(\rho, z) = \int d\rho' \int dz' K(\rho - \rho', z - z') f_l(\rho', z'),$$

где K — Грина функция линейного дифференциального оператора $2ik\partial/\partial z + \Delta_1$, описывающего дифракцию волн во френелевском приближении. На практике удаётся вычислить лишь нек. первых членов Φ_l , обычно используют только Φ_1 . Условие применимости П. в. м. требует достаточной плавности изменения Φ_1 , отсюда и происходит название.

Лит.: Татарский В. И., Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., 1967; Введение в статистическую радиофизику, ч. 2 — Рытов С. М., Краковец Ю. А., Татарский В. И., Случайные поля, М., 1978; Искажённость и рассеяние и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах, ир. с англ., т. 2, М., 1981.
В. У. Загоринич, ПЛАЗМА (от греч. plasma, букв. — выделенное, оформленное) — частично или полностью ионизованный газ, в к-ром плотность положит. и отрицат. зарядов практически одинаковы.

Содержание:

Основные понятия	594
Основные свойства	595
Движение частиц	596
Магнитогидродинамическое описание	598
Кинетическое описание	597
Классификация взаимодействий	597
Линейные волны	598
Нелинейные волны	599
Методы нагрева	599
Излучение плазмы	599
Диагностика	600
Применения	600

Основные понятия

При сильном нагревании любое вещество испаряется, превращаясь в газ. Если увеличивать темп-ру и дальше, резко усиливается процесс термич. ионизации, т. е. молекулы газа начнут распадаться на составляющие их атомы, к-рые затем превращаются в ионы. Ионизация газа, кроме того, может быть вызвана его взаимодействием с эл.-магн. излучением (фотоионизация) или бомбардировкой газа заряж. частицами.

Свободные заряд. частицы, особенно электроны, легко перемещаются под действием эл-трич. поля. Поэтому в состоянии равновесия пространственные заряды входящих в состав П. отрицат. электронов и положит. ионов должны компенсировать друг друга так, чтобы полное поле внутри П. было равно нулю. Именно отсюда вытекает необходимость практически точного равенства плотностей электронов и ионов в плазме — её к л а з и н е й т р а л ь н о с т и. Нарушение квазинейтральности П. в объёме, ею занимаемом, ведёт к

немедленному появлению сильных эл-трич. полей пространственных зарядов, тут же восстанавливающих квазинейтральность. Степенью ионизации плазмы α наз. отношение числа ионизов. атомов к полному их числу в единице объёма плазмы. В условиях термич. равновесия она определяется *Сага формулой*:

$$\alpha = 1/\sqrt{1+K}; \quad K = N_A \exp(I/kT),$$

где I — энергия ионизации, $N_A = n_A n_e^+$ — число частиц всех сортов в кубе с ребром, равным тепловой длине волны де Бройля для электронов $\lambda_e = h/\sqrt{2\pi m_e kT}$.

Для *многозарядных ионов* следует учитывать кратность ионизации атомов. В зависимости от величины α говорят о слабо-, сильно- и полностью ионизованной П.

Ср. энергии разл. типов частиц, составляющих П., могут отличаться одна от другой. В таком случае П. нельзя охарактеризовать одним значением темп-ры T , и различают электронную темп-ру T_e , ионную темп-ру T_i (или ионные темп-ры, если в П. имеются ионы нек. сортов) и темп-ру нейтральных атомов T_a (см. *Температуры компонент плазмы*). Подобная П. наз. в е з о т е р м и ч е с к о й, в то время как П., для к-рой темп-ры всех компонент равны, наз. и з о т е р м и ч е с к о й.

Применительно к П. несколько необычный смысл (по сравнению с др. разделами физики) вкладывается в понятия «низкотемпературная» и «высокотемпературная». *Низкотемпературной плазмой* принято считать П. с $T \leq 10^4$ К, а высокотемпературной — с $T \geq 10^6 \sim 10^8$ К. Это условное разделение связано с тем, что проблема осуществления УТС решается для высокотемпературной П.

В состоянии П. находится большая часть вещества Вселенной — звёзды, звёздные атмосферы, галактич. туманности и межзвёздная среда. Okоло Земли П. существует в космосе в виде *солнечного ветра*, заполняет *магнитосферу Земли* (образуя *радиационные пояса Земли*) и *ионосферу*. Процессы, идущие в окрестностях П. обусловлены *магнитными бури* и *полярные сияния*. Отражение радиоволн от ионосферной П. обеспечивает возможность дальней радиосвязи на Земле.

В лаб. условиях и пром. применениях П. образуется в *электрических разрядах в газе* (*дуговым разряде*, *искровом разряде*, *плазменном разряде* и пр.), в процессах горения и взрыва, используется в *плазменных ускорителях*, *магнитогидродинамических генераторах*, в установках для исследования УТС. Мн. характерными для П. свойствами обладают совокупности электронов и дырок в полупроводниках и электронов проводимости, нейтрализуемых неподвижными положит. ионами в металлах, к-рые наз. *плазмой твердых тел*. Её отличит. особенность — возможность существования при сверхнизких для «газовой» П. темп-рах — комнатной и ниже, вплоть до абс. нуля темп-ры. Газовая П. при темп-рах, близких к абсолютному нулю, наз. *криогенной плазмой*.

Возможные значения плотности П. л о х в а т ь ю т о ч ь о ь широкий диапазон: от $n \sim 10^{-4}$ см⁻³ в межгалактич. пространстве и $n \sim 10$ в солнечном ветре до $n \sim 10^{22}$ для твёрдых тел и ещё больших значений в центр. областях звёзд.

Термин «П.» в физике был введён в 1929 И. Ленгмюром (I. Langmuir) и Л. Тонком (L. Tonks), проводившим зондовые измерения параметров низкотемпературной газоразрядной П. Киветника П. рассматривалась в работах Л. Д. Ландау (1936 и 1946), А. А. Власова (1938) и др. В 1942 Х. Альвен (H. Alfvén) предложил ур-ния *магнитной гидродинамики* для объяснения ряда явлений в *космической плазме*. В 1950 в СССР А. Д. Сахаровым и И. Е. Таммом, а также Л. Ситнгером в США была предложена идея магн. термоядерной П. для осуществления УТС. В 50–80-е гг. изучение П. стимулировалось её разл. практич. применениями,

развитием астрофизики, космофизики (наблюдение комет. П. и объяснение процессов в ней) и физики верхней атмосферы Земли — особенно в связи с полётами комет. летат. аппаратов, а также интенсификацией исследований по проблеме УТС.

Основные свойства

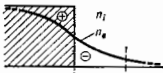
В резком отличие свойств П. от свойств нейтральных газов определяющую роль играют два фактора. Во-первых, взаимодействие частиц П. между собой характеризуется кулоновскими силами притяжения и отталкивания, убывающими с расстоянием гораздо медленнее (т. е. значительно более дальнотедействующими), чем силы взаимодействия нейтральных частиц. По этой причине взаимодействие частиц в П. является, строго говоря, не парным, а коллективным — одновременно взаимодействует друг с другом большое число частиц. Во-вторых, электрич. и магн. поля сильно действуют на П., вызывая появление в ней объёмных зарядов и токов и обуславливая целый ряд специфич. свойств П. Эти отличия позволяют рассматривать П. как особое, «четвёртое» состояние вещества.

К важнейшим свойствам П. относится квазинейтральность. Она наблюдается, если линейные размеры области, занимаемой П., много больше *дебаевского радиуса экранирования*

$$r_D = \sqrt{kT_e \epsilon_1 / 4\pi e^2 n_1 n_2 T_e + n_1 T_i};$$

e_e и e_1 — заряды электронов и ионов, n_e и n_1 — электронная и ионная плотности; здесь и ниже используется абсолютная Гауссова система единиц. Следовательно, лишь при выполнении этого условия можно говорить о П. как таковой. Электрич. поле отд. частиц в П. экранируется частицами противоположного знака, т. е. практически исчезает на расстояниях порядка r_D от частицы. Величина r_D определяет и глубину проникновения внеш. электростатич. поля в П. Квазинейтральность может нарушаться вблизи границы П., где более быстрые электроны вылетают по инерции за счёт теплового движения на длину $\sim r_D$ (рис. 1).

Рис. 1. Нарушение квазинейтральности плазмы на длине порядка дебаевского радиуса экранирования r_D .



П. наз. и д е а л ь н о й, если потенциальная энергия взаимодействия частиц мала по сравнению с их тепловой энергией. Это условие выполняется, когда число частиц в сфере радиуса r_D велико: $N_D = 4/3 \pi r_D^3 n \gg 1$. В молинии $T \approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$, $n \approx 2.5 \cdot 10^{19}$ (плотность воздуха) и, следовательно, $r_D \sim 10^{-7} \text{ см}$, но $N_D \approx 1/10$. Такую П. называют с л а б о е и д е а л ь н о й.

Помимо хаотич. теплового движения частицы П. могут участвовать в упорядоченных коллективных процессах, из к-рых наиб. характерны продольные колебания пространственного заряда — *ленгмювские волны*. Их угл. частота $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n/m_e}$ наз. плазменной частотой (e и m_e — заряд и масса электрона). Многочисленность и разнообразие коллективных процессов, отличающие плазму от нейтрального газа, обусловлены дальностью кулоновского взаимодействия, благодаря чему П. можно рассматривать как упругую среду, в к-рой легко возбуждаются и распространяются радиол. шум, колебания и волны. Наличие собств. колебаний и волн — характерное свойство П.

В магн. поле с индукцией B на частицы П. действует *Лоренца сила*; в результате этого заряд. частицы П. вращаются с циклотронными частотами $\omega_B = eB/mc$ по ларморовским спиральям (кружкам) радиуса $r_B = v_{\perp}/\omega_B$, где v_{\perp} — перпендикулярная B составляющая скорости частицы (подробнее см. *Магнитные ловушки*). В таком взаимодействии проявляется *диамагнетизм*

лазмы: создаваемые электронами и ионами круговые токи уменьшают внеш. магн. поле; при этом электроны вращаются по часовой стрелке, а ионы — против неё (рис. 2). Магн. моменты таких круговых токов равны $\mu = mv^2/2B$, и в неоднородном поле П., как всякое диамагн. вещество, выталкивается из области сильного поля в область более слабого поля, что является важнейшей причиной неустойчивости П. в неоднородных полях.

Взаимные столкновения частиц в П. описываются эфф. поперечными сечениями σ , характеризующими площадь ми-

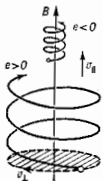


Рис. 2. Вращение электронов и ионов по ларморовским спиральям. Радиус вращения иона ($e > 0$) больше радиуса вращения электрона ($e < 0$).

шени, в к-рую вужно «попасть», чтобы произошло столкновение. Напр., электрон, пролетающий мимо иона на расстоянии *прицельного параметра* ρ (рис. 3), отклоняется силой кулоновского притяжения на угол θ , примерно равный отношению потенциальной энергии

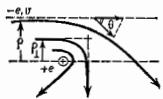


Рис. 3. Электрон, пролетающий мимо иона, движется по гиперболе. θ — угол отклонения.

к кинетической, так что $\theta \approx 2\rho_1/\rho$, где $\rho_1 = e^2/mv^2 \approx e^2/kT$ (здесь ρ_1 — прицельное расстояние, при к-ром угол отклонения $\theta = 90^\circ$). На большие углы $\theta \sim 1$ рад рассеиваются все электроны, попадающие в круг с площадью $\sigma_{\text{блин}} \approx 4\pi\rho_1^2$, в к-рую можно назвать сечением «близких» столкновений. Если, однако, учесть и дальние пролёты с $\rho \gg \rho_1$, то эфф. сечение увеличивается на множитель $\Lambda = \ln(\rho_D/\rho_1)$, наз. *кулоновским логарифмом*. В полностью ионизов. П. обычно $\Lambda \approx 10 - 15$, и вкладом близких столкновений можно вообще пренебречь. При дальних же пролётах скорости частиц изменяются на малые величины, что позволяет рассматривать их движение как процесс диффузии в пространстве скоростей.

Удобными характеристиками столкновит. процессов являются *длина свободного пробега* частицы $l = 1/n\sigma$, число ν столкновений $\nu = n\sigma v$ за единицу времени, а также «время между столкновениями» $\tau = 1/\nu$; однако, в отличие от обычных газов, в П. эти величины оказываются различными для разных процессов. Напр., максвелловское распределение электронов устанавливается за время τ_{ei} , а аналогичный процесс для ионов — за большее время $\tau_{ii} = \tau_{ee} \sqrt{m_i/m_e}$, выравнивание же электронной T_e и ионной T_i темп-р, т. е. установление максвелловского распределения для П., происходит ещё медленнее — за время $\tau_{ei} = \tau_{ee} m_i/m_e$.

Именно различие этих времён позволяет ввести разные темп-ры для электронов и ионов $T_e \neq T_i$, если последний процесс ещё не успел завершиться.

Если в П. не возбуждены к-л. интенсивные колебания и неустойчивости, то именно столкновения частиц определяют её т. в. диссипативные свойства — электопроводность, вязкость, теплопроводность и диффузию. В полностью ионизов. П. электропроводность σ не зависит от плотности П. и пропорциональна $T_e^{3/2}$; при $T \sim 15 \cdot 10^6 \text{ К}$ она превосходит электропроводность серебра, поэтому часто, особенно при быстрых крупномасштабных движениях, П. можно приближённо рассматривать как идеальный проводник, податли $\sigma \rightarrow \infty$. Если такая П. движется в магн. поле, то эдс при эфф. любого замкнутого контура, движущегося вместе с П., равна нулю, что по закону Фарадея для эл.-магн.

ивдукция приводит к постоянству магн. потока, пронизывающего контур (рис. 4). Эта заморозенность магнитного поля также относится к важнейшим свойствам плазмы. Ею обусловлена, в частности, возможность самовозбуждения (генерации) магн. поля за счёт увеличения длины магн. силовых линий при хаотич. турбулентном движении среды (см. *Гидромагнитное динамо*).

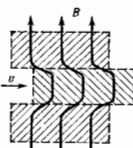


Рис. 4. Движение силовых линий магнитного поля B вместе с плазмой (связью заморозенности силовых линий); v — скорость среды.

Напр., в космич. туманностях часто видна волокнистая структура, свидетельствующая о наличии возбуждённого таким способом магн. поля.

Движение частиц

Осн. методами теоретич. описания П. являются: исследование движения отд. частиц П.; магнитогидродинамич. описание П.; кинетич. рассмотрение частиц и волн в П.

В разреженной П., где можно пренебречь столкновениями, заряд. частица летит со скоростью v_0 вдоль магн. силовой линии, быстро вращаясь по ларморовской спирали (рис. 2). При наличии возмущающей силы F частица также медленно дрейфует в направлении, перпендикулярном как магн. полю, так и направлению силы F . Скорость поперечного дрейфа равна $v_d = c[FB]/eB^2$, и при этом сила, вызывающая дрейф, в общем случае содержит пять слагаемых:

$$F = mg + eE - \mu \nabla B - n_1 \left(m v_0^2 / R \right) - m \dot{v}_d,$$

каждое из к-рых приводит к соответствующему виду дрейфа — гравитац., электр., диамагнитному (в неоднородном поле), центробежному (в искривлённом поле), n_1 — нормаль к силовой линии) и полнорицационному (см. *Дрейф заряженных частиц*).

В случае $g = E = 0$ остающиеся диамагн. и центробежные члены в сумме дают дрейф по бинормали со скоростью $v_d = (v_0^2 + v_0^2/2) / R \omega_D$, где R — радиус кривизны силовой линии. В продольном направлении диамагн. сила тормозит частицу, приближающуюся к области более сильного магн. поля. При этом остаются неизменными полная энергия частицы $m(v_0^2 + v_0^2/2) + eB$ магн. момент $m = mv_0^2/2B$, являющийся адiabатич. инвариантом. Таково, напр., движение в магн. поле Земли космич. частиц (рис. 5), к-рые отражаются от полярных областей, где поле сильнее, и вместе с тем дрейфуют вокруг Земли (протоны — на запад, электроны — на восток). Поле Земли является магн. ловушкой, оно удерживает захваченные им частицы в радиационных поясах. Аналогичными свойствами удержания плазмы обладают т. н. зеркальные магн. ловушки, применяемые в исследованиях на УТС (подробнее см. *Открытые ловушки*). В термоядерных исследованиях используется и другой, «замкнутый» тип магн. ловушки, напр. тороидальная установка токамак

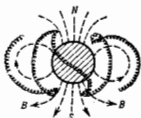
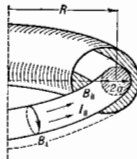


Рис. 5. Движение космических частиц, захваченных магнитным полем Земли.

(рис. 6). В этой установке силовые линии магн. поля имеют вид спирали, навитых на торы, и такой же вид имеют траектории быстрых заряд. частиц. Однако медленные частицы, испытывая дрейф по бинормали,

движутся по поверхностям, сечения к-рых имеют очертания бананов или серпов. Такой «банановый» режим разряда возможен в токамаке лишь при малой плотности П., когда столкновения не мешают движению частиц.



Магнитогидродинамическое описание

При описании П. с помощью ур-ний магн. гидродинамики (МГД), имеющих в идеальном случае вид

$$\rho \dot{v} = -\rho \operatorname{div} v; \rho \dot{v} = -\nabla p + c^{-1}[jB]; p \sim \rho^{\gamma},$$

П. рассматривается как сплошная среда, в к-рой могут протекать токи j . Взаимодействие этих токов с магн. полем B создаёт объёмную силу Ампера и магн. давление $P_{\text{маг}} = B^2/8\pi$, к-рое может уравниваться газодинамич. давлением P . $P_{\text{раза}}$. Ур-ния МГД позволяют рассмотреть разл. течения плазмы, а также равновесные конфигурации П. и их устойчивость. В состоянии равновесия при $v = 0$ имеем ур-ние $[jB] = \nabla p$, к-рое указывает, что сил. линии и линии тока располагаются на поверхностях пост. давления. Для аксиально-симметричных конфигураций удобно пользоваться цилиндрич. координатами r, ϕ, z и ввести вертикальный (по оси z) магн. поток Φ , с помощью к-рого осн. ур-ние равновесия можно привести к виду

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = F_1 + r^2 F_2,$$

где ф-ции F_1, F_2 зависят лишь от потока Φ . Это ур-ние Града — Шафранова используется при расчётах равновесия тороидальных систем. В термоядерных исследованиях для удержания плазмы кроме токамаков применяют также много др. установок (стеллараторы, амбиоплярные ловушки, винтовые торы и т. д.), в к-рых должны быть выполнены определённые критерии устойчивости П. Напр., простейший критерий $\delta B > 0$, к-рый выполняется в антипротокторнах (см. *Открытые ловушки*), означает общее требование возрастания магн. поля B к периферии системы. Это способствует устойчивости плазменного сгустка, т. к. сильное поле снаружи отталкивает П. внутрь в область с более слабым полем. В др. системах он не выполняется, но для систем с замкнутыми силовыми линиями достаточным оказывается более мягкое условие $\delta \int d\ell / B < 0$, в к-ром интеграл берётся вдоль силовой линии магн. поля. Для систем с незамкнутыми линиями применяют критерий $\delta^2 V / dV^2 < 0$ (назв. также условием магн. ямы); вторая производная объёма V по пронизывающему его продольному магн. потоку Φ должна быть < 0 . Др. критерии имеют более частое применение. Напр., для амбиоплярных ловушек, где давление П. анизотропно ($p_1 \neq p_2$), используют критерий устойчивости в виде требования

$$\int \delta B (p_1 + p_2) B^{-2} dl > 0.$$

Для токамаков применяют критерий Крускала — Шафранова в виде $q = aB/RB_1 > 1$, где R и a — большой и малый радиусы тороидального плазменного шнура. Величину q называют запасом устойчивости. Наиб. общим магнитогидродинамич. критерием устойчивости произвольного равновесного сгустка П. является т. н. энергетич. принцип, выражаемый условием $\delta K < 0$, к-рое содержит вторую производную по времени от полной кинетич. энергии П. $K = \frac{1}{2} \int \rho v^2 dV$. Предполагается, что в нач. момент времени $t = 0$ П. принадлежит нек-рый нач. «толчок», и если выполнен критерий $\delta K < 0$, то последующее движение замедляется, что и указывает на устойчивость (см. также *Неустойчивости*

плазма). При рассмотрении движения П. методами МГД необходимо учитывать степень вмороженности поля, определяемую магнитным Рейнольдса числом $N_R = 4\pi L \sigma v^2$, где σ — электропроводность, L — характерный размер П. пазера.

Примером неустойчивого равновесия может служить т. н. з-пинч, возникающий при разряде между двумя электродами (рис. 7). Протекание тока по z-пичку является сложным процессом, т. к. полевые линии в нём к-л. электрич. полей вызывает одинаковый дрейф и электронов, и ионов, что само по себе не приводит к току. Ток в пичке возможен лишь за счёт его неоднородности, однако

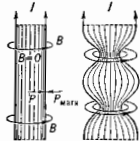


Рис. 7. Образование перетяжки на канале разряда, снятого собственным магнитным полем: I — ток; B — индукция магнитного поля, равная нулю внутри разряда.

эта неоднородность приводит к неустойчивости: на поверхности z-пичка легко образуются желобки, идущие вдоль магн. поля (желобковая неустойчивость), в быстро нарастают перетяжки, стремящиеся его оборвать (см. *Пинч-эффект*). В мощных разрядах с токами $\sim 10^8$ А в деитериевой плазме такой процесс сопровождается нек-рыми ядерными реакциями и испусканием нейтронов и жестких рентг. лучей, что впервые было обнаружено Л. А. Ардиновичем, М. А. Леонтовичем и их сотрудниками.

Если внутри пичка создать продольное магн. поле B_z , то, двигаясь вместе с П. (из-за вмороженности), оно своим давлением будет препятствовать развитию перетяжки. Условие равновесия пичка — равенство газодинамич. и магн. давлений $p_{газ} = B^2/8\pi$ (т. е. условие Беннета).

Кинетическое описание

Наиб. детальным методом описания П. является кинетический, основанный на использовании ф-ции распределения частиц по координатам и импульсам $f(t, r, p)$. В состоянии термодинамич. равновесия эта ф-ция имеет вид универсального Максвелла распределения, а в общем случае её находят из кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + F \frac{\partial f}{\partial p} = C(f).$$

Здесь $F = eE + (e/c)[vB]$ — внеш. сила, действующая на заряд. частицу П., а член $C(f)$ учитывает взаимные столкновения частиц. При рассмотрении быстрых движений П. столкновения часто можно пренебречь, полагая $C(f) = 0$. Тогда кинетич. ур-ние наз. б.е. столкнов. в идеальном ур-ние. В а.с.о. а с самосогласов. полями E и B , к-рые сами определяются движением заряд. частиц (см. *Кинетические уравнения для плазмы*). Если П. полностью ионизована, т. е. в ней присутствуют только атомы, частицы, то их столкновения ввиду преобладающей роли дальних протонтов (см. выше) эквивалентны процессу диффузии в пространстве импульсов (скоростей). Выражение $C(f)$ для такой П. было получено Л. Д. Ландау и может быть записано в виде

$$C(f) = \nabla(\hat{D}\nabla f - fF_{дин}), \quad (*)$$

где $\nabla = \partial/\partial p$ — градиент в импульсном пространстве, \hat{D} — тензорный коэф. диффузии в этом же пространстве, $F_{дин}$ — сила взаимного (т. н. динамического) трения частиц. При расчётах плазменных потерь в токамаке членом с $F_{дин}$ можно пренебречь, а в тензоре \hat{D} учитывать лишь компоненты, описывающие диффузию только по направлениям скорости.

Кинетич. описание позволяет рассчитать коэф. переноса для таких явлений, как электропроводность, вяз-

кость, теплопроводность и диффузия, к-рые необходимо учитывать в ур-ниях МГД в условиях, когда столкновения играют существенную роль. Электропроводность П. примерно равна $\sigma = \tau_{ee} ne^2/m_e$, а др. коэф. — температуропроводности, кинематич. вязкости и диффузии можно оценить по единой ф-ле

$$\chi \sim \nu \sim D \approx l^2/\tau,$$

если в П. нет магн. поля (l — длина свободного пробега). Если же оно присутствует и достаточно велико, так что выполнено условие $\omega_p \gg l$ («магнитная» П.), то длину свободного пробега в преобладающей ф-ле следует заменить на ларморовский радиус электронов либо ионов в зависимости от того, какие частицы участвуют в рассматриваемом процессе. В термоядерных установках определяющую роль играет группа т. и. захваченных частиц, имеющих малую продольную скорость и захватываемых неоднородностями магн. поля. Напр., в токамаке такие частицы описывают «банановые» траектории, и для них коэф. диффузии определяется не ларморовским радиусом, а размером «банана». Кроме того, следует учитывать, что столкновения переводят частицы из состояния «запертых» в состояние «пролетных» и наоборот, и этот процесс определяет эфф. значение времени $\tau_{эфф}$ в коэф. диффузии. Такая теория процессов переноса в П., учитывающая геометрию магн. поля, наз. неоклассической, и она хорошо описывает потери ионов (см. *Перенос процессы в плазме*). Во мн. случаях, однако, в П. могут рождаться мелкие «вихри» и возбуждаться интенсивные колебания. Тогда реальные процессы переноса определяются не столкновениями, а величиной, уровнем этих колебаний, как это имеет место, напр., в токамаке для электронов. Такие потери наз. аномальными.

Классификация взаимодействий

При высоких темп-рах и низкой плотности П. можно пренебречь столкновениями частиц с частицами. Однако в случае, когда в П. возбуждены волны к-л. типа (см. ниже), необходимо учитывать *взаимодействие частиц с волнами*. При не слишком больших амплитудах колебаний в П. подобные «столкновения», как и при дальних протектах, сопровождаются малыми изменениями импульса частиц и член $C(f)$ сохраняет свой «диффузионный» вид с тем отличием, что коэф. \hat{D} определяется интенсивностью волн. Важнейшим результатом кинетич. описания П. является учёт взаимодействия волн с группой т. н. резонансных частиц, скорости к-рых совпадают со скоростью распространения волны. Именно эти частицы наиб. эффективно обмениваются с волной энергией и импульсом. В 1946 Ландау предсказал возможность основного на таком обмене бесстолкновительного затухания ленгмюровских волн, впоследствии обнаруженного в опытах с П. (*Ландау затухание*). Если в П. направить доплонит. лучок частот, то подобный обмен может приводить не к затуханию, а к усилению волн.

По аналогии с кватровой электродинамикой разл. типы взаимодействий в П. удобно изображать графически, подобно диаграммам Фейнмана, на к-рых сплошная ломаная линия означает частицу, волнистая линия изображает волну к-л. типа, а пересечение этих линий образует «узел». По числу узлов различают процессы первого порядка, второго, третьего и т. д., условно изображённые в таблице (рис. 8).

Две диаграммы первого порядка изображают процесс излучения и по-



Рис. 8. Графическое изображение различных типов взаимодействия частиц и волн в плазме.

глощения волн частями, к-рый описывается т. н. квазилинейной системой ур-ний

$$\frac{dN}{dt} = 2\gamma N; \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla(\mathbf{D}\nabla\psi); \quad \mathbf{D} = \int \mathbf{k}kN\omega d\mathbf{k},$$

где N — число квантов, пропорц. интенсивности волны, ω — вероятность спонтанного излучения кванта, \mathbf{k} — волновой вектор. Эти ур-ния описывают турбулентность в магн. поле в П. волнах; предполагается, что они могут описывать процесс ускорения частиц, входящих в состав космических лучей.

Верхняя диаграмма II порядка изображает кулоновское столкновение двух частиц, упомянутое ранее, а нижняя диаграмма указывает, что частица вначале поглощает один квант (или взаимодействует с полем), а затем испускает другой (или вызывает расщепление условно изображает сразу 4 важных процесса: рассеяние лазерного луча в плазме (метод их рассеяния на кулоновских полях ионов; поглощение циклотронной волны частицей в магн. поле (циклотронный нагрев П.); циклотронное излучение частиц, замедляемых магн. полем.

Среди возможных диаграмм III порядка наиб. важной оказывается диаграмма, изображающая т. н. распадные процессы — распад волны на две другие волны или, наоборот, — слияние двух волн в одну. В таких распадных процессах должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса квантов:

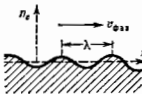
$$\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3, \quad \hbar\mathbf{k}_1 = \hbar\mathbf{k}_2 + \hbar\mathbf{k}_3.$$

Если эти законы не выполняются, то трёхволновые распадные процессы оказываются запрещёнными и на первый план выступают четырёхволновые процессы, изображаемые диаграммой IV порядка. Примером таких четырёхволновых процессов может быть взаимодействие волн на воде, приводящее к зависимости частоты волн от амплитуды a по ф-ле Стокса $\omega^2 = kg(1 + k^2a^2)$. Аналогичные нелинейные процессы возможны и в П., напр. модуляц. неустойчивость ленгмюровских волн (см. ниже), при к-рой частота также зависит от амплитуды.

Линейные волны

Волны в П. отличаются объёмным характером и разнообразием свойств. С помощью разложения в ряд Фурье любое малое возмущение в П. можно представить как набор монохроматич. волн простейшего сциллоидального вида (рис. 9) с частотой ω , длиной волны λ и фазовой скоростью $v_{ф}$. Кроме того, волны могут

Рис. 9. Синусоидальный профиль плотности электронов в монохроматической плазменной волне.



различаться поляризацией, т. е. направлением вектора \mathbf{E} электрич. поля в волне. Если это поле направлено вдоль скорости распространения, волна наз. продольной, а если поперёк — поперечной. В П. без магн. поля возможны волны трёх типов: продольные ленгмюровские с частотой ω_p , продольные звуковые (точнее, ионно-звуковые) волны со скоростью $v_{зв} = \sqrt{T_e/m_i}$ и поперечные эл.-магн. (световые или радиоволны) с частотой $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + k^2c^2}$.

Поперечные эл.-магн. волны могут обладать двумя поляризациями и могут распространяться в П. без магн. поля, только если их частота ω превышает плазменную частоту ω_p . В противоположном же случае $\omega < \omega_p$ показатель преломления плазмы становится мнимым и поперечные волны отражаются её поверхностью (см. *Волны в плазме*). (Именно поэтому радиовол-

ны с $\lambda > 20$ м отражаются ионосферой, что обеспечивает возможность дальней радиосвязи на Земле.)

Однако при наличии магн. поля поперечные волны, резонируя с ионами и электронами на их циклотронных частотах, могут распространяться внутри П. и при $\omega < \omega_p$. Это означает появление в П. ещё двух типов волн, наз. альвеновскими и быстрыми магнитозвуковыми.

Альвеновская волна представляет собой поперечное возмущение, распространяющееся вдоль магн. поля со скоростью $v_A = B/\sqrt{4\pi n_i m_i}$ (m_i — масса иона). Её природа обусловлена возможностью и упругостью слопых линий, к-рые, стремясь сократить свою длину и будучи нагружены частицами П., в частности массивными ионами, колеблются подобно натянутому струнам.

Быстрая магнитозвуковая волна в области малых частот по существу лишь поляризацией отличается от альвеновской (их частоты близки и определяются магн. полем и иверней тяжёлых ионов). Скорость магнитозвуковой волны в области малых частот равна

$$v_+ = \frac{1}{2}(|v_A + v_{зв}| + |v_A - v_{зв}|).$$

В области больших частот, где волны можно считать неполяризованными, она определяется инерцией электронов и имеет спешифич. винтовую поляризацию. Поэтому её называют геликоидной ветвью колебаний или ветвью Вилстеров (свистов), поскольку в магнитосферной П. она проявляется в виде характерных свистов при радиосвязи (см. *Атмосфера*). Кроме того, в П. может распространяться медленная магнитозвуковая волна, к-рая представляет собой обычную звуковую волну с характеристиками, несильно изменёнными магн. полем. Её скорость равна

$$v_- = \frac{1}{2}(|v_A + v_{зв}| - |v_A - v_{зв}|).$$

Т. о., при наличии магн. поля в однородной П. возможны волны шести типов: три высочастотные и три низкочастотные. Зависимость квадрата показателя преломления $N = kc/\omega$ от частоты для этих шести волн схематически изображена на рис. 10.

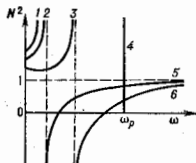


Рис. 10. Шесть типов волн в плазме при наличии магнитного поля: 1 — ионно-звуковая; 2 — альвеновская; 3 — быстрая магнитозвуковая (вильстер); 4 — ленгмюровская; 5 — обыкновенная электромагнитная; 6 — обыкновенная.

Если темп-ра или плотность П. в магн. поле неоднородны, то возникают ещё т. н. дрейфовые волны со скоростью $v_d = v_T R_{EM}$, где $x = \sqrt{\ln(nT)}$ (см. *Дрейфовые неустойчивости*).

В неравновесной П. при определённых условиях возможна раскачка неустойчивостей, т. е. нарастание к.-л. из перечисленных типов волн до некого уровня насыщения. Возможны и более сложные случаи индукции, возбуждения волн одного типа за счёт энергии волн др. типа. При больших амплитудах возможны *бесконечительные ударные волны* (возбуждаемые, напр., на границе магнитосферы набегающим на Землю солнечным ветром), *удельные волны (солитоны)*, а также ряд др. нелинейных волн и сильно развитая *турбулентность плазмы*.

Электрич. поле \mathbf{E} возбуждает в П. индуциров. ток $j_{инд} = \sigma \mathbf{E}$. Это соотношение наз. *Ома обобщённым законом*, а тензор $\hat{\sigma}$ — тензором электропроводности. Наиб. удобной характеристикой электропроводности, свойств П. является тензор диэлектрич. проницаемости

$\hat{\epsilon} = \hat{f} + 4\pi i\omega^{-1}\hat{\sigma}$. В частности, все перечисленные типы волн в П. определяются из детерминанта $|\epsilon + \hat{N}\hat{N} - \hat{1}|N^2| = 0$, позволяющего найти закон дисперсии $\omega = \omega(\mathbf{k})$, т. е. зависимость частоты ω от волнового вектора \mathbf{k} для к.-л. определённой волны. В П. без магн. поля тензор $\hat{\epsilon}$ фактически содержит лишь две независимые величины ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} . В магн. поле необходимо рассматривать все компоненты $\epsilon_{\alpha\beta}$ тензора, наиб. точно определяемые из решения указанного выше кинетич. ур-ния.

Нелинейные волны

В линейном приближении амплитуды всех волн формально считаются бесконечно малыми, их взаимодействие не учитывается и для них выполняется *суперпозиции принцип*. Однако любая реальная волна имеет конечную амплитуду, и картина, даваемая линейной теорией, может не соответствовать действительности. Взаимодействие волн учитывается с помощью нелинейных ур-ний, к-рые в сложных случаях можно решить лишь численными методами. Часто, однако, в результате упрощений (напр., рассматривая волну, бегущую лишь в одном направлении) нелинейные ур-ния в П. удаётся свести к нек-рым хорошо изученным канонич. нелинейным ур-ниям, допускающим полную интегрируемость при любых нач. условиях. Напр., разл. волны со слабой дисперсией хорошо описываются *Кортевега — де Фриса уравнением* (КДФ)

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + v \frac{\partial \psi}{\partial x} + a \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0,$$

частым решением к-рого является солитон $v = v_0/\text{ch}[(x - v_0 t)/L]$, где v_0 — скорость солитона, а L — его ширина. Решается также задача об эволюции узкого пакета волн к.-л. типа в случае, когда их частота зависит от амплитуды. Напр., частота ленгмювской волны с учётом дисперсии и нелинейной зависимости от амплитуды определяется ф-лой $\omega = \omega_p(1 + k^2 r_D^2 - \epsilon z^2)$, где $\epsilon = 1/2 \pi p_0$, и эта ф-ла эквивалентна *Шрёдингеру уравнению* *нелинейному*

$$i\omega_p \frac{\partial E}{\partial t} - E + r_D \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \epsilon |E|^2 = 0,$$

допускающему волновое решение. В приближении длинных волн (т. е. для волн, длина к-рых больше к.-л. характерного параметра П.) мн. неустойчивости плазмы описываются нелинейными ур-ниями вида

$$\dot{\rho}_{\text{эфф}} = -\rho_{\text{эфф}} \text{div} \hat{v}; \quad \hat{v} = \hat{\epsilon}_0^{-1} \nabla \rho_{\text{эфф}} / m,$$

также допускающим аналитич. решение. Эти ур-ния отличаются от ур-ний движения идеального газа лишь знаком в правой части, поэтому их называют квази-газовыми или квазициклотронными (С. А. Чаплыгин в 1896 впервые рассмотрел эти ур-ния с $m = -1/2$). Параметр m , как правило, оказывается либо целым, либо полуцелым, а роль «эффективной плотности» $\rho_{\text{эфф}}$ в разных случаях могут играть разные величины. Эти ур-ния описывают нелинейные перегибы на плазменном явчце ($m = -1$). При $m = -1/2$ они описывают аперидич. *параметрическое неустойчивость* П. во внеш. колеблющемся поле, биевмавовской неустойчивости П. при сверхтепловом потоке электронов, а также разрывную тиринг-неустойчивость *непрямое токового слоя*, развивающегося на отд. явчце вследствие *пересоединения* магн. силовых линий (возможно в токамаках, в хвосте магнитосферы Земли, а также в плазменной атмосфере Солнца при вспышках). При $m = 1$ указанные ур-ния описывают различное рода *модуляционные неустойчивости* в П. — колдас ленгмювских волн, разбегание электронного пучка в П. да густки, слои и шти. Теми же квази-газовыми ур-ниями описываются солитоны мн. типов, являющиеся решениями КДФ ур-ий, *Кадомова* —

Петшиашвили уравнения, а также кноудальные волны. Напр., солитоны, описываемые ур-нием КДФ, в приближении длинных волн ведут себя подобно идеальному одноатомному газу. Решения квазициклотронных ур-ний в многомерном случае могут быть автономного типа $v \sim r/t$ (см. *Автомобильность*), а в одномерном неавтономном или в двумерном стационарном случаях исходные нелинейные ур-ния могут быть сведены к двум линейным ур-ниям для обратных ф-ций, и более того — к простому ур-нию Лапласа $\Delta \psi(\mathbf{r}, t) = 0$ в своеобразном трёхмерном фазовом пространстве, что и показывает возможность их полной интегрируемости при любых нач. условиях.

Методы нагрева

Термоядерная реакция слияния ядер дейтерия и трития $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17,6 \text{ МэВ}$ эффективно протекает при темп-рат $\sim (1-2) \cdot 10^8 \text{ К}$ и выполнении *Лоусона критерия* $n\tau > 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, где τ — время жизни П. Для достижения столь высоких темп-р используются след. методы *нагрева плазмы*: джоулевым теплом, адиабатич. сжатием, инжекцией высокоэнергетич. частиц, за счёт поглощения разл. волн (электронных и ионных циклотронных, альвеновских и нижнегибридных), лазерным облучением и пучками релятивистских электронов. После зажигания термоядерной реакции образующиеся энергетич. α -частицы, задерживаемые магн. полем, должны обеспечить «самонагрев» П. и последующее самоподдержание реакции. Коэф. поглощения и трансформации разл. волн в П., определяющие эффективность нагрева, находятся из мнимых (антзиримовых) компонент тензора диэлектрич. проницаемости $\hat{\epsilon}$. При малой длине волн поглощение происходит обычно на нек-рой поверхности, где выполнены условия резонанса. При нагреве П. инжекцией энергии \hat{e} отд. быстрых частиц, пронизывающих П., уменьшается по ф-ле $\partial \hat{e} / \partial t = -\hat{e} \nu$ вследствие столкновений и излучения их волн. При интенсивных потоках частиц возможно образование ударных волн, также нагревающих П. (напр., при иабегании плазменного солнечного ветра на магнитосферу Земли). При лазерном облучении мпшени важную роль играет явление абляции — быстрого испарения поверхностного слоя с последующим «эффектом отдачи», приводящим к сжатию центр. части «таблетки» термоядерного топлива, что должно облегчить выполнение критерия Лоусона (см. *Лазерный термоядерный синтез*).

Излучение плазмы

Спектр излучения низкотемпературной (напр., газоразрядной) П. состоит из отд. спектральных линий (линейчатый спектр). В газосветных трубках наряду с ионизацией происходит и обратный процесс — *рекомбинация ионов и электронов*, дающая т. я. *рекомбинационное излучение* со спектром в виде широких полос.

Для высокотемпературной П. со значит. степенью ионизации характерно *тормозное излучение* с непрерывным рентг. спектром, возникающее при столкновениях электронов с ионами. Уд. мощность излучения указанных трёх типов можно записать в виде $W = A n_e n_Z g(T) [Вт/см^3]$, где $A = 0,5 \cdot 10^{-30}$, а множитель $g(T)$ для каждого из типов излучения равен соответственно:

$$g_{\text{ли}} = 1,25 Z^3 \text{ при } T < T_1 = (Z/16)^2;$$

$$g_{\text{рек}} = Z^2/200 T [\text{кэВ}] \text{ при } T_1 < T < T_2;$$

$$g_{\text{тор}} = Z^2 \sqrt{T} [\text{кэВ}] \text{ при } T > T_2 = (Z/6)^2.$$

Здесь Z — заряд иона, а n_Z — их плотность.

В магн. поле ларморовское вращение электронов П. приводит к появлению т. я. магнитотормозного излучения (*синхротронное излучение, циклотронное излучение*) на гармониках циклотронной частоты, особенно существующее при больших (релятивистских) **599**

энергиях электронов. В термоядерных условиях можно считать, что один электрон излучает мощность kT/τ , где время излучения равно $\tau [c] = 250 V^{-2} [ГэВ]$. Все электроны стружка (N_e) излучали бы мощность $W = N_e kT/\tau$, однако значительная её часть поглощается внутри самой П., в отличие от термоядного излучения, свободно выходящего наружу (см. также *Излучение плазмы*). Как показывают численные расчёты, из пламенного шара радиуса a наружу выходит лишь небольшая доля K суммарной циклотронной мощности, причём, равная $K = 60V\sqrt{t/p}$, где $t = kT/mc^2$, $p = -\omega_p^2 / \omega_{ce}$ — безразмерные параметры. Номер макс. циклотронной гармоники, излучаемой с поверхности П., можно оценить по ф-ле $n_{max} = 7\sqrt{t/p}^{1/4}$.

Важную роль в космич. плазме играет вынужденное излучение типа обратного Комптона эффекта. Им, а также магнитотормозным механизмом обусловлено излучение нек-рых космич. туманностей, напр. Крабовидной.

Корпускулярным излучением П. наз. быстрые частицы, вылетающие из неравновесной П. в результате развития ряда типов неустойчивостей. В первую очередь в П. возникают к.-д. характерные колебания, энергия к-рых затем передаётся небольшой группе резонансных частиц (см. выше). По-видимому, этим механизмом объясняется ускорение малозергичных космич. частиц в атмосфере Солнца и в туманностях.

Диагностика

Существует неск. методов диагностики П., т. е. определение её параметров. Помещая в плазму электр. зонд (маленький электрод) и регистрируя зависимость тока от подаваемого напряжения, можно определить темп-ру и плотность П. С помощью миниаторной индукц. катушки — магн. зонда — можно измерять изменение магн. поля во времени. Эти способы связаны, однако, с активным вмешательством в П. и могут ввести нежелат. загрязнение. К более чистым методам относятся просвечивание П. пучками нейтральных частиц в радиоволнах. Лазерное просвечивание П. в разл. вариантах, в т. ч. с использованием голографии, является навб. тонким и к тому же локальным методом лаб. диагностики П.

Часто используют пассивные методы диагностики — наблюдение спектра излучения П. (единств. метод в астрономии), вывод быстрых нейтральных атомов, образовавшихся в результате *перезарядки ионов* в П., измерение уровня радиошумов. Плотную П. изучают с помощью сверхкороткой киносъёмки (неск. млн. кадров в с) и *развёртки оптической*. В исследовании по УТС регистрируются также рентг. спектр тормозного излучения и нейтронное излучение дейтериевой П. (см. также *Диагностика плазмы*).

Применения

Высокотемпературная П. ($T \sim 10^8 K$) из дейтерия и трития, а также изотопа гелия 3He — осн. объект исследований по УТС.

Низкотемпературная П. ($T \sim 10^6 K$) находит применение в газоразрядных источниках света и в газовых лазерах, в *термомиссионных преобразователях* тепловой энергии в эл. эрч., и в *магнитогидродинамических генераторах*, где струя П. тормозится в канале с доперечным магн. полем B , что приводит к появлению между верх. и ниж. электродами (рис. 11) эл. эрч., поля напряжённостью $E \sim Vv/c$ (v — скорость потока

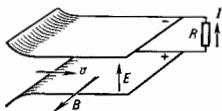


Рис. 11. Схема магнитогидродинамического генератора, преобразующего кинетическую энергию движущейся плазмы в электрическую энергию. B — внешняя поперечная магн. поля, по которой протекает ток I .

П.); напряжением с электродов подаётся во внеш. цепь.

Если «обратить» МГД-генератор, пропуская через П. в магн. поле ток от внеш. источника, образуется плазменный двигатель, весьма перспективный для дальних космич. полётов.

Плазмотроны, создающие струи плотной низкотемпературной П., широко применяются в разл. областях техники. В частности, с их помощью режут и сваривают металлы, наносят покрытия. В *плазмохимии* низкотемпературную П. используют для получения нек-рых хим. соединений, напр. галогенидов инертных газов, к-рые не удаётся получить др. путём. Кроме того, высокие темп-ры П. приводит к высокой скорости протекания хим. реакций — как прямых реакций синтеза, так и обратных реакций разложения. Если производить синтез «на пролёте» плазменной струи, расширяя и тем самым быстрее охлаждая её на след. участке (такая операция наз. *закалкой*), то можно затормозить обратные реакции разложения и существенно повысить выход требуемого продукта.

Лит.: А. Льюэн Х., Фельдхаммер К.-Г., Космическая элетродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Гинзбург В. Д., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Арцихилович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Вопросы теории плазмы, в. 1—18, М., 1963—90; Сингх Р. Д., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1965; Трубиных В. А., Введение в теорию плазмы, ч. 1—3, М., 1969—78; Гинзбург В. С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеева, Р. Сулана, т. 1—2, М., 1983—84; Чен Ф., Введение в физику плазмы, пер. с англ., М., 1987; Жданов С. К., Трубиных В. А., *Квантовые неустойчивые среды*, М., 1991.

В. А. Трубиных

ПЛАЗМА ТВЕРДЫХ ТЕЛ — совокупность подвижных участвующих в электропереносе носителей заряда, взаимодействующих посредством кулоновских сил. Эти силы, описываемые, как правило, с помощью самосогласованных эл.-магн. полей, приводят к коллективному характеру движения заряд. частиц — осн. признаку *плазмы*. В отличие от газовой плазмы, все компоненты к-рой (электроны, ионы, нейтральные атомы) подвижны, ионы и атомы, входящие в состав твёрдого тела, совершают лишь малые колебания относительно положений равновесия, а в качестве подвижных носителей заряда, образующих П. т. т., выступают лишь нек-рая часть электронов. Последние движутся в самосогласов. поле в условиях, во-первых, сильного взаимодействия с атомами (ионами) кристаллич. решётки, формирующего их энергетич. спектр (см. *Зонная теория*), и, во-вторых, столкновений с примесями и дефектами кристаллич. решётки и с её колебаниями. Эти столкновения служат интенсивным каналом релаксации возбуждений П. т. т., отсутствующим в газовой плазме. Др. отличие состоит в более высокой концентрации носителей заряда в П. т. т. ($10^{15}—10^{18}$ см $^{-3}$ в полупроводниках и полуметаллах и $10^{22}—10^{23}$ см $^{-3}$ в металлах).

П. т. т., как и газовая плазма, в среднем электрически нейтральна из-за компенсации зарядов разных знаков; вследствие временных флуктуаций плотности эл. эрч. заряда в ней возникает плазменные или ленгмювские колебания электронов, частота к-рых (для предельно длинных волн) определяется ф-лой (см. *Волны в плазме*):

$$\omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m\epsilon. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, n — концентрация носителей заряда, m — их масса, ϵ — диэлектрич. проницаемость среды.

Если электронейтральность П. т. т. нарушена введением неподвижных сторонних зарядов, то их эл. эрч. поле смещает подвижные заряды, обеспечивая экранирование этого поля. Характерный пространств. масштаб экспоненциального затухания поля даётся т. н. длиной экранирования λ_D , равной

(по порядку величины) длине пробега носителей за период пламенных колебаний:

$$\Lambda = \bar{v}/\omega_p \quad (2)$$

(\bar{v} — ср. скорость носителей). В вырожденной плазме длина экранирования наз. *дебаевским радиусом экранирования*

$$\Lambda_D = ekT_n/4\pi e^2 n. \quad (3)$$

Здесь T_n — темп-ра носителей заряда. В вырожденной плазме длина экранирования (радиус Томаса — Ферми) определяется ф-ой

$$\Lambda_{FT} = e\mathcal{E}_F/3kT_n, \quad (4)$$

где \mathcal{E}_F — ферми-энергия. В действительности на расстояниях $r > \Lambda_{FT}$ экспоненциальное затухание потенциала $r^{-2} \exp(-r/\Lambda_{FT})$ сменяется т. н. о с ц и л л я ц и r^{-3} и r в д л е н и я з а т у х а н и я по закону $r^{-3} \cos(2\pi r/\Phi + \varphi)$, где r_F — фермиевский импульс электронов.

Как и в случае др. возбуждённых состояний твёрдых тел (фононы, магноны, экситоны и т. д.), при описании пламенных колебаний электронов вводят квазичастицу, наз. п л а з м о н, с энергией $\hbar\omega_p(q)$ и импульсом $\hbar q$, где q — волновой вектор.

Отклик П. т. т. на нерезонансное электрич. поле описывается зависимостю от частоты поля ω и его волнового вектора q диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega, q)$. Закон дисперсии пламенных колебаний для конечных длин волн λ определяется из условия $\epsilon(\omega, q) = 0$. В частности, ф-лы (1—4) следуют из приближённых выражений

$$\epsilon(\omega, q) = \begin{cases} 1 - (\omega_p/\omega)^2 = 0, & q \rightarrow 0, \\ 1 + (\Lambda q)^2 = 0, & \omega \rightarrow 0. \end{cases} \quad (5)$$

Диэлектрич. проницаемость П. т. т. — тензор, причём в отличие от газовой плазмы в П. т. т. это обусловлено не только внем. магн. полем, но и кристаллич. структурой твёрдого тела.

Для описания пламенных явлений в твёрдых телах обычно решают систему ур-ний, включающую Максвелла уравнения и кинетическое уравнение, позволяющее рассмотреть процессы релаксации, учесть тепловое движение носителей, а также квантовые эффекты. Более детальное многочастичное рассмотрение учитывает взаимодействие носителей на близких расстояниях, а гидродинамич. подход следует из кинетич. описания при рассмотрении плазных и низкочастотных ал.-магн. возмущений.

Металлы. Плазма типичных металлов — сильно вырожденная электронная ферми-жидкость, описание к-рой требует использования многочастичных методов и учёта структуры энергетич. зон. Однако мн. свойства простых металлов, в к-рых электроны проводимости принадлежат атомным s - и p -оболочкам, могут быть описаны в рамках т. н. модели «желе», когда кристаллич. решётка заменяется однородно размещённым положит. зарядом ювов, на фоне к-рого колеблются электроны. Концентрация электронов n фактически является единств. параметром модели, т. к. в этом случае в (1) $\epsilon = 1$, а m — масса свободного электрона. Из-за высоких л. частот $\omega_p \approx 10^{14}$ с⁻¹, а энергия плазмона $\hbar\omega_p$ для большинства простых металлов 5—25 эВ (в Na 5 эВ; в Mg 11 эВ, в Al 16 эВ).

В типичных металлах плазмоны — самые высокоэнергетич. возбуждения. Плазмоны исследуют измеряя спектры характеристик. потерь энергии быстрых электронов (с энергиями ≥ 1 кэВ), проходящих сквозь металл. фолгу, и неупругое рассеяние ал.-магн. волн (свет, *синхротронное излучение*). Если изменение импульса влетающего электрона мало по сравнению с фермиевским импульсом электронов металла p_F , то имеет место коллективный режим рассеяния, при к-ром

первичные электроны теряют энергию на возбуждение плазмонов. Интенсивность потерь энергии пропорциональна $\text{Im}\epsilon^{-1}(q, \omega)$. Эта величина имеет максимум при $\mathcal{E}(\omega, q) = 0$, что отвечает возбуждению плазмона. Зависимость потерь энергии от угла рассеяния позволяет определить закон дисперсии плазмона. В модели «желе» он определяется ф-лой

$$\omega^2(q) = \omega_p^2 + \frac{3}{5}(v_F q)^2 + \dots \quad (6)$$

Дисперсия пламенных колебаний обусловлена давлением сжимаемой электронной жидкости, возникающим вследствие хаотич. движения электронов (мера к-рого — фермиевская скорость $v_F = p_F/m$). Дисперсия пламенных колебаний демонстрирует их волновой характер: в плазме распространяются продольные волны, групповая скорость к-рых линейно растёт с ростом q . В экспериментах проявляется не учитываемая моделью «желе» зависимость ω_p от направления q , существенная при больших q .

С ростом переданного импульса (с увеличением угла рассеяния) спектр характеристик. потерь первичных электронов «размывается». Это обусловлено тем, что при фазовой скорости плазмона $\omega_p/q \leq v_F$ «включается» механизм бесстолкновительного Ландау затухания, т. е. процесс передачи энергии плазмону одночастичным возбуждением — элементом проводимости. Предельное волновое число, определяющее область существования плазмонов, равно $q_c \approx \omega_p/v_F$ (рис. 1), что в соответствии с (2) даёт $q_c \approx \Lambda_F^{-1}$. Т. к. Λ_{FT} обычно не превышает постоянной решётки, то строгое рассмотрение затухания плазмонов требует многочастичного описания.

Модель «желе» описывает ещё один тип возбуждений в металлах (анало-

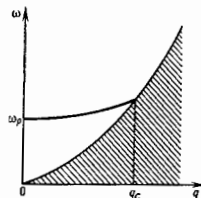


Рис. 1. Закон дисперсии плазмонов в металле (ириная кривая). Затухающая область — одночастичные возбуждения; область q плазмона сильно затухают.

гичный ионному звуку в газовой плазме), соответствующий медленным колебаниям ионного «желе», экранированного электронами. Закон дисперсии этих возбуждений (в ДВ-пределе) $\omega(q) = sq$; здесь $s = v_F M/(2M)$, где Z и M — валентность и масса иона. Это продольные звуковые волны в металле (поперечный звук модель «желе» не описывает).

В реальных металлах заметную роль играет взаимодействие электронов (многочастичные эффекты). Их вклад значителен при большой величине параметра $r_s = (a_n/n)^{1/3}$ (a_n — борковский радиус), приближённо равного отношению потенциальной энергии взаимодействия электронов (на 1 электрон) к \mathcal{E}_F . В простых металлах $1,8 < r_s < 5,6$ и многочастичные эффекты дают, как правило, существенные количеств. поправки к описанной картине. Качественно взаимодействие электронов проявляется, напр., в существовании *спиновых волн* в ферромагн. металлах.

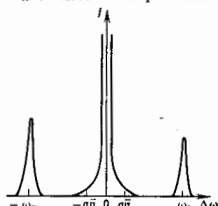
Полупроводники. Своеобразие полупроводников (полуметаллов) состоит в существовании двух отличающихся по частоте пламенных мод. ВЧ-мода обусловлена колебаниями всех электронов валентной зоны и аналогична пламенным колебаниям в простых металлах. Колебания этой моды также проявляются в характеристич. потерях быстрых электронов, а их частота может быть вычислена по ф-ле (1), где n — концентрация электронов в валентной зоне (равная произведению обратного атомного объёма на число валентных электронов). Энергии плазмонов — продольных

колебаний валентных электронов относительно ионного основания обычно $\sim 14-17$ эВ и намного превосходит ширину запрещенной зоны полупроводника ϵ_g .

НЧ-мода обусловлена колебаниями электронов проводимости или дырок. В случае полупроводника с одним типом носителей носителей ω_p находится из ф-лы (1), где m — эфф. масса носителей заряда, ϵ — диэлектрич. проницаемость полупроводника, n — концентрация носителей. Плазменные колебания в этом случае — колебания газа свободных носителей относительно хаотически расположенных в кристаллич. решётке ионизов. донорных или акцепторных примесных центров. Энергия плазмонов $\hbar\omega \sim 0,01-0,1$ эВ, что соответствует субмиллиметровому или ИК-диапазону. Такие плазмоны могут возбуждаться термически, причём подобно фононам они являются бозонами.

НЧ-плазмоны исследуют экспериментально, используя комбинационное рассеяние света. Падающие фотоны возбуждают или поглощают плазмоны, что соответствует Stokes'ой и антиStokes'овой линиям спектра (рис. 2). По спектру и углу распределения рассеянного излучения находят $\omega_p(q)$. При $q\lambda \ll 1$ имеет место рассеяние

Рис. 2. Зависимости интенсивности I рассеянного излучения от изменения его частоты $\Delta\omega$ в коллективном режиме ($q\lambda \ll 1$); 0 соответствует частоте накачки, $\pm\omega_p$ — частотам рассеянного излучения, соответствующим поглощению или возбуждению плазмонов.



на плазмонах; при $q\lambda \geq 1$ плазмоны подавлены затуханием Ландау, а рассеянный свет образует широкую полосу $\Delta\omega \sim qv$, где v — ср. скорость носителей.

НЧ-плазмоны затухают также из-за рассеяния носителей заряда на примесях, фононах и т. д., «сбивающего» коллективный характер их движения. Поэтому дополнит. условие их существования

$$\omega_p \tau_p \gg 1, \quad (7)$$

где τ_p — время релаксации импульса носителей заряда (определяющее их подвижность μ). Это условие ограничивает (снизу) концентрацию носителей, при к-рых могут существовать плазмоны. При низких концентрациях носителей, когда $\omega_p \tau_p \leq 1$, нач. отклонение от электронеutralности не приводит к плазменным колебаниям, а периодически затухает за время макс. в д л о в с к о й р е л а к с а ц и и:

$$\tau_m = (\omega_p^2 \tau_p)^{-1} = \epsilon / 4\pi e n q_1.$$

Соотношение (7) выведено при $\tau_m \ll \tau_p$. Условие возбуждения плазмонов можно записать в виде $\Lambda \ll l \ll \bar{v} \tau_p$, где l — длина свободного пробега носителей, \bar{v} — их ср. скорость.

Многокомпонентная плазма возникает в полупроводниках и подметаллах, содержащих неск. групп носителей заряда (электроны и дырки разных долин в многодолинных полупроводниках, лёгкие и тяжёлые дырки и т. д.). Обычно энергетич. спектр таких полупроводников анизотропен; следствием анизотропии m и ϵ является анизотропия ω_p . Напр., в одноосных кристаллах плазмоны, распространяющиеся вдоль и поперек осей, имеют разную частоту. В многодолинных полупроводниках электроны разных долин образуют многокомпонентную плазму, в к-рой моды существовать дополнит. моды плазменных колебаний.

Др. примером многокомпонентной плазмы является электроно-дырочная (б и п о л я р и а н) плазма в по-

лупметаллах, содержащих равное кол-во вырожденных электронов и дырок, и в собств. полупроводниках. Частота ВЧ-плазмы в биполярной плазме определяется ф-лой (1), куда входит приведённая масса, равная $m_+ m_- / (m_+ + m_-)$, где m_+ — эфф. масса электронов, m_- — эфф. масса дырок. Электроны и дырки движутся в противофазе, как в продольных оптич. колебаниях ионных кристаллов (см. Колебания кристаллической решётки).

НЧ-акустич. ветвь (электроны и дырки движутся синфазно) аналогична ионно-звуковым модам в газовой плазме. Акустич. плазменная мода (дырочный звук) возникает из-за колебаний тяжёлых дырок, вслед за к-рыми движутся, экранируя их, лёгкие электроны. Такие плазмоны имеют линейный закон дисперсии $\omega_p = vq$. Если фазовая скорость v определяется ср. геометрическим фермиевских скоростей вырожденных электронов \bar{v}_e и дырок \bar{v}_h , они слабо затухают, если эти скорости (или массы m_e и m_h) сильно различаются. Если дырки не вырождены, то фазовая скорость равна $\bar{v}_p (m_e / 3m_h)^{1/4}$. Звуковые моды возникают и в многодолинных полупроводниках, где продольные и поперечные массы сильно отличаются.

Возможность внеш. воздействием (обычно оптич. возбуждением) изменять плотность электроно-дырочной плазмы при фиксиров. темп-ре позволяет изменять её фазовое состояние. При высоких темп-рах и концентрациях электроны и дырки образуют электронный газ, вырожденный в области IIIa и невырожденный в области IIIb (рис. 3). С понижением T при малых n электроны и дырки связываются в экситоны (область II). При промежуточных плотностях электроны и дырки конденсируются в электроно-дырочные капли, разделённые экситонами (область Ia) или электроно-дырочными (область Ib) газом низкой плотности. Сами же капли являются металлич. ферми-жидкостью высокой плотности (см. Экситонная жидкость).

Низкоразмерные системы. Наличие границ раздела изменяет картину плазменных явлений. Так, у границы проводник — вакуум возникает по в е р х н о с т н ы й п л а з м о н — возбуждение, затухающее в глубь среды, частота к-рого в $\sqrt{2}$ меньше частоты объёмного плазмона ω_p . Дисперсия этих плазмонов определяется зависимостью частоты от двумерного волнового вектора $q_{||}$, лежащего в плоскости поверхности. Поверхностный плазмон содержит наряду с продольной поперечную составляющую электр. поля, нормальную к поверхности.

В квазидвумерных системах электроны или дырки, локализованные в обогащённых или обеднённых слоях (гетеропереходов, МДП-структур и др.), образуют двумерную плазму, заряд к-рой скомпенсирован зарядом противоположного знака на удалённом электроде. В этих условиях могут возбуждаться двумерные плазмоны, частота к-рых

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_s q_{||}}{m(\epsilon_s + \epsilon)}. \quad (8)$$

Здесь n_s — концентрация носителей в слое на единицу его площади, $q_{||} \ll p_F / \hbar$, ϵ_s , ϵ — диэлектрич. проницаемости сред по разные стороны слоя. Двумерные плазмоны имеют необычный закон дисперсии: $\omega_p \sim \sim q_{||}^{1/2}$. Их можно возбуждать поперечной эл.-магн.

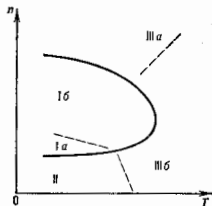


Рис. 3. Фазовая диаграмма электроно-дырочной плазмы на плоскости концентрации носителей — температура.

волной дальнего ИК-диапазона, т. е. аналогично поверхностным плазмонам у них есть поперечная составляющая электрич. поля; время релаксации квазидвумерных электронов τ_p может быть большим из-за ослабления рассеяния на компенсирующей концентрации примеси, к-рая пространственно отделена от электронов. Благодаря этому условие (7) выполняется для более низких частот.

Возможность управлять концентрацией n_p в МДП-структурах позволяет изменять n_p до значений, соответствующих в гетероструктурной кристаллографии (см. *Визнерский кристалл*).

Плазма в магнитном поле. В сильном магн. поле H электроны проводимости движутся по спирали с осью, параллельной H . В проекции на плоскость, перпендикулярную H , это движение по окружностям с циклотронной частотой $\omega_c = eH/mc$. Поэтому магнетоплазма уже не является чисто продольной волной, а содержит и поперечные составляющие. В пренебрежении запаздыванием спектр магнетоплазмона определяется из дисперсионного уравнения $\epsilon(\omega, q)q = 0$, где ϵ — тензор диэлектрич. проницаемости. При $q \perp H$ частота магнетоплазмона

$$\omega_{MP}(q) = \sqrt{\omega_p^2(q) - \omega_c^2}, \quad (9)$$

где ω_p — частота плазмона при $H = 0$. Влияние поля H наиб. существенно для НЧ-плазмов в полупроводниках, когда $\omega_c \geq \omega_p$ (для n — GaAs при концентрации электронов $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\omega_c = \omega_p$ при $H = 80 \text{ кГс}$).

Поперечные эл.-магн. волны, падающие извне на П. т., могут распространяться лишь при определенных соотношениях между их частотой ω и ω_p . При $\omega \gg \omega_p$ волны распространяются при $\omega > \omega_p$. Фазовая скорость v_{ph} этих волн выше скорости света c в среде ($v_{ph} = c/\sqrt{\epsilon}$) и неограниченно возрастает при $\omega \rightarrow \omega_p$, а их групповая скорость $v_{gr} \rightarrow 0$. При $\omega < \omega_p$ поперечные волны не распространяются — колеблющиеся в такт с волной носители заряда излучают вторичную волну, компенсирующую падающую, и амплитуда поля волны экспоненциально сходает в глубь плазмы. При $\omega_p < \omega < 1$ происходит поглощение волны.

Сильное магн. поле ($\omega_c \tau_p \gg 1$) изменяет описанную картину. Т. к. носители заряда движутся по спирали, вращаясь вокруг H , то вдоль магн. поля при $\omega < \omega_c$ распространяется циркулярно поляризов. поперечная эл.-магн. волна (вектор E вращается в направлении вращения электронов), наз. *геликоном*.

В биоплярной плазме при точном равенстве концентраций электронов и дырок геликоны отсутствуют (выпад электронов компенсируется вкладом дырок, вращающихся навстречу), поэтому геликоны не распространяются в полуметаллах и неких металлах. Однако в замagnetизированной П. т. могут распространяться волны др. типов: альфеновские, магнитозвуковые, циклотронные, доплеровые и др. Альфеновские и магнитозвуковые моды аналогичны таким же волнам в газовой плазме (см. *Волны в плазме*). Циклотронные волны и доплеровые специфичны для сильно вырожденной плазмы металлов.

Концентрационные эффекты в биоплярной плазме. Наличие в составе плазмы и электронов и дырок позволяет неравновесно варьировать плотность плазмы в целом: можно «накачивать» биоплярную плазму практически до любой плотности, удаляя её из части образца или из образца в целом, перемещая к (или от) заданной внеш. поверхности, а также изолировать от поверхности в глубине образца.

Одн. способом варьирования концентрации биоплярной плазмы являются оптич. качачка (фотогенерация электронно-дырочных пар), ударная ионизация в сильном электрич. поле, коопитная двойная инжекция носителей заряда. Ограничивает неравновесный рост

концентрации вынос (экслюзия) электронно-дырочных пар из образца в контакты и их рекомбинация в объеме образца или на его поверхности (см. *Контактные явления в полупроводниках, Полупроводниковый лазер*).

При контактной инжекции или при локальной фотогенерации распределение пар по образцу осуществляется благодаря *амбиоплярной диффузии*, а при пропускании через образец тока — благодаря биоплярному дрейфу. Биоплярный дрейф имеет место в примесном полупроводнике, где концентрация электронов n отличается от концентрации дырок p , причём направление дрейфа в электрич. поле E определяется знаком разности $p - n$. Именно благодаря дрейфу возможен токовый переход неравновесной концентрации на большие расстояния, оцениваемые длиной биоплярного дрейфа:

$$L = \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \cdot \left(\frac{p - n}{p + n} \right) E t.$$

Здесь μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок, т. е. время жизни, определяемое скоростью рекомбинации.

Ток, проходящий через плазму, является источником неоднородного магн. поля, действующего на носители, образующие плазму, и изменяющего их движение в электрич. поле. В моноплярной плазме это приводит к собств. *магнетосопромушению*. В биоплярной плазме наряду с ним возникают также перераспределение концентраций и магн. пинч-эффект. Сила Лоренца, действующая на носители, направлена всегда так, чтобы сжать исходную однородную плазму в шнур, — биоплярная плазма отрывается от поверхности образца, диаметр к-рого с ростом тока уменьшается, а плотность плазмы растёт. Сжимающему действию сил Лоренца противостоит амбиоплярная диффузия (см. *Шнурование тока в полупроводнике*).

В пластинах толщиной $d > y > 0$ с током может наблюдаться т. э. электрич. пинч-эффект. Если вдоль направления тока I направить ось z , то для существования электрич. пинча необходимо отличие от 0 в осях x, y неоднородной составляющей подвижности хотя бы для одного из сортов носителей [т. е. $\mu_{xxy} \neq 0$ и (или) $\mu_{xyx} \neq 0$]. Тогда одно только поперечное (анизотропное) поле E_y , образуемое при пропускании тока I , не может индуцировать одновременно как электрич. пинч, так и дырочный поперечные потоки. Плазма прижимается к одной из двух поверхностей, образуя там аккумулятивный слой за счёт поперечного выноса из объёма.

Недиональные составляющие подвижности носителей в изотропной плазме можно создать приложением поперечного магн. поля с индукцией, лежащей в плоскости пластин (магнитоконцентрац. эффект). Если в собств. полупроводнике плазма исходно занимает почти однородно пластину, то этот эффект называют эффектом Велькера, а в случае плазмы, инжектированной из контакта, расположенного на одной из поверхностей образца, — эффектом Сула. Др. способом получения $\mu_{xxy} \neq 0$ в изотропной плазме является малая анизотропная деформация образца (сжатие или растяжение).

Неустойчивости плазмы. Начиная с нек-рого критич. значения электрич. тока, протекающего через П. т., её стационарное состояние перестаёт быть устойчивым. Это означает, что некие электрич. флуктуации не затухают во времени, а неограниченно растут. Результатом является либо разрушение образца, либо возникновение новой устойчивой временной и пространственной электронной структуры. Механизмы неустойчивости в плазме полупроводников, где наряду с заметными пространственно-временными изменениями дрейфовой скорости носителей заряда возможны и вариации их концентраций. В металлах таких условий нет.

Электрич. доменная неустойчивость. Ток j «разогревает» газ носителей, темп-ра T_n становится выше темп-ры решетки T (см. *Горячие электроны*). Изменение T_n вызывает изменение времён релаксации. В результате зависимость тока j от напряжённости E электрич. поля (вольт-амперная характеристика, ВАХ) становится нелинейной, на ней появляются «падающие» участки, к-рым соответствует отрицат. дифференциальное сопротивление (рис. 4) П. т. т. Возникающая неустойчивость наз. «перегревной».

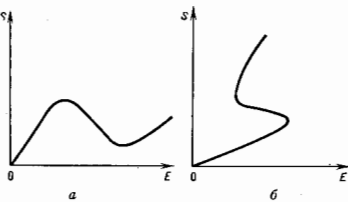


Рис. 4. N -образная (а) и S -образная (б) вольт-амперные характеристики.

Др. причина появления падающего участка на ВАХ — изменение концентрации носителей вследствие зависимости ср. времени их захвата на примесный уровень от T_n (рекомбинат. неустойчивости). К ВАХ N -типа (рис. 4, а) приводит также «отяжеление» носителей с ростом их энергии. Причины потяжеления: непараллельность зависимости энергии носителей от их импульса; существование наряду с осн. минимумом (долиной) зоны проводимости энергетически более высоких долин, в к-рых эфф. масса носителей значительно больше. При разогреве носители переходят в верх. долины, где их подвижность существенно ниже (междолинная неустойчивость).

Однородное состояние П. т. т. на падающих участках неустойчиво относительно роста флукутаций, приводящих в конечном счёте к неоднородной структуре. При ВАХ N -типа нарастание флукутаций приводит к расщеплению плазмы с образованием областей (доменов) сильного электрич. поля на фоне слабого поля в остальной части образца. Эти домены могут быть как локализованными около катода или анода (или у неоднородности образца), так и двигаться (от катода к аноду в случае электронной плазмы) со скоростью порядка дрейфовой скорости электронов в электрич. поле домена. Зарождение движущегося домена на катоде и гибель его на аноде приводит к осцилляциям напряжения на образце (*Ганна эффект*).

При ВАХ S -типа (рис. 4, б) нарастают флукутации, приводящие к шунтированию тока. С ростом тока происходит расширение токового шпура вплоть до заполнения им всего поперечного сечения образца. Поперечное магн. поле вызывает движение токового шпура в поперечном направлении с «таблеткой» его на противоположной поверхности. «Зарождением» в противоположной поверхности. В биодородной горячей плазме ВАХ не имеет падающего участка, т. к. изменение концентрации носителей при их разогреве маскирует изменение их подвижности (к-рое при неизменной концентрации приводило бы в однородном случае к отрицат. дифференц. сопротивлению). В результате образуются многотрусовые и (или) многодоменные структуры.

Рекомбинационные волны. Кроме свободных электронов и дырок, полупроводники содержат носители, захваченные глубокими примесными центрами, причём энергия жизни электронов τ_e и дырок τ_h относительно их захвата различны. В результате, начиная с нек-рого порогового значения E_n электрич. поля, и образце возникают волны концентрации свободных и связан-

ных носителей заряда, а также электрич. поля, распространяющиеся либо вдоль направления движения осн. носителя, либо в противоположную сторону. При $E > E_n$ помимо стоячей волны колеблющейся концентрации носителей образуется приконтактный домен сильного поля, на к-ром падает б. ч. напряжения.

Витовая неустойчивость развивается в пространстве неоднородной биполярной плазме полупроводников, помещённой в параллельные друг другу электрич. (токовые) и магн. поля, начиная с нек-рого порогового значения произведения EH . При нестройной параллельности E и H за счёт поперечной составляющей H возникает магнитоцентрич. эффект (см. выше). Развитие этой неустойчивости приводит к генерации образом электрич. колебаний во внеш. цепи.

Пространственно-временные структуры, образующиеся вследствие развития неустойчивости П. т. т., характеризуются непрерывным притоком в неё энергии от внеш. источника и непрерывной её диссипацией во внеш. среду. К диссипативным структурам приводит помимо токовых неустойчивостей неустойчивости под воздействием интенсивного эл.-магн. излучения, интенсивного потока тела при большом градиенте T и др. Общим во всех случаях является существование критич. значения параметра, характеризующего уровень возбуждения П. т. т. (ток, мощность излучения, ΔT и т. п.).

Переход П. т. т. в результате неустойчивости в состояние диссипативной пространственно-временной структуры может быть описан на языке неравновесного фазового перехода. Как правило, с изменением уровня возбуждения П. т. т. исчезают нек. неравновесных фазовых переходов, в результате к-рых одни диссипативные структуры заменяются другими. Примерами этих структур являются колебания концентрации носителей и (или) T . Часто эти колебания сопровождаются изменением тока, проходящего через П. т. т. (в случае токовых неустойчивостей), так что П. т. т. в сочетании с внеш. электрич. полем выступает как генератор электрич. колебаний. Др. примером служат *инжекционный лазер*, где в результате инжекции электронов и дырок создается биполярная плазма высокой плотности с инвертиров. заполнением электронных состояний в зоне проводимости по отношению к валентной зоне. Возникновение когерентного эл.-магн. излучения может быть описано как неравновесный фазовый переход.

Др. результатом развития неустойчивости могут быть статич. диссипативные структуры в виде распределения параметров П. т. т. в пространстве (напр., периодического). Элементами пространств. структур обычно являются домены и доменные стенки. В пространственно-временных структурах происходит движение доменов и доменных стенок, их колебания около нек-рых положений равновесия, пульсация параметров плазмы в домене и размеров домена. Домены Ганна и шпуры — примеры диссипативных структур.

Развитие неустойчивостей иногда приводит к неупорядоченным (стохастич.) структурам. Начиная с нек-рого высокого уровня возбуждения, П. т. т. переходит в состояние, к-рое может быть описано в вероятностной форме. Напр., генератор периодич. колебаний становится генератором неравновесного шума с большой амплитудой. Описание упорядоченных и стохастич. пространственно-временных структур происходит на основе решения одной и той же нелинейной динамич. задачи (см., напр., *Странный аттрактор*).

Лит.: Пайяс Д., Элементарные возбуждения в твердых телах, пер. с англ., М., 1963; Платман Ф., Вольф Ф., Волны и взаимодействия в плазме твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Пожева Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках, М., 1977; Владельцев В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З., Плазма полупроводников, М., 1979; Винославский С. В., Ковальский М. И., Навастова физика твердого тела, М., 1983; Маричи Н. и др. Коллективные эффекты в твердых телах и жидкостях, пер. с англ., М., 1986. Ф. Т. Васильев, С. С. Грибышюк.

ПЛАЗМА ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗОВ — частично ионизованный газ, в к-ром кроме электронов n положит. ионов содержится отрицательные ионы. Атомы и молекулы газов, обладающие высокими энергиями *средства к электрону* (соединения F_2, Cl_2, I_2), в плазме легко образуют отрицат. ионы и приводят к созданию ион-ионной плазмы. Эта плазма имеет высокую эл. прочность и используется поэтому в качестве газонаполнителя в высоковольтных электроаппаратах. При меньших энергиях средства наряду с отрицат. ионами в плазме присутствуют также свободные электроны.

Отношение α концентрации n^- отрицат. ионов к концентрации n_e электронов ($\alpha = n^-/n_e$) является очень важной для П. э. г. величиной, определяющей м. её свойства. Эта величина и её изменение в пространстве определяют структуру разряда в электроотрицат. газах. С ростом α уменьшается самосогласов. поле, и при $\alpha > 10$ величина поля обусловлена в основном ион-ионным взаимодействием. Коэф. амбиполярной диффузии заряд. частиц в П. э. г. также зависит от α . С увеличением α коэф. диффузии электронов в плазме возрастает и при $\alpha > 10-40$ достигает насыщения, т.е. становится равным коэффициенту свободной диффузии электронов. Независит. изменение тока или давления газа в П. э. г. может привести к возрастанию или уменьшению этого отношения, что сопровождается изменением радиального диффузионного потока заряд. частиц. Так, при $\alpha > 10$ диффузионный поток электронов настолько увеличивается, что в разряде концентрация электронов практически становится неизменной на участке от оси до стенки трубки.

Свойства плазмы молекулярного электроотрицат. газа зависят от степени диссоциации молекул. С ростом плотности атомов возрастает частота отщипывания электронов от отрицат. ионов, что ведёт к уменьшению отношения концентрации отрицат. ионов к электронам, увеличению самосогласов. поля, действующего между заряд. частицами, уменьшению диффузионного потока электронов и т. п.

Процессы образования и разрушения отрицат. ионов в плазме могут привести к развитию разл. неустойчивостей в разряде, таких, как прилипательная и доменная неустойчивости. Если в разряде возникает положит. флуктуация поля, в результате к-рой скорость прилипания превышает скорость образования электронов, и это возмущение ориентировано поперек тока, то в *положительном столбе* развивается и *прилипательная* неустойчивость и он сжимается. Возникновение этой неустойчивости можно объяснить из анализа ур-ния баланса электронов

$$\operatorname{div} D_a \operatorname{grad} n_e = (v - \beta) n_e$$

(D_a — коэф. амбиполярной диффузии, v и β — коэф. ионизации и прилипания соответственно) и ур-ния теплопроводности. Повышение давления газа (т.е. плотности N нейтральных частиц) или разрядного тока приводит к возрастанию частоты столкновений электронов с нейтральными частицами и установлению градиента темп-ры газа, вследствие чего параметр E/N (E — продольное эл. поле) станет переменным вдоль поперечного сечения плазменного столба. Т.к. частота ионизации зависит от E/N экспоненциально, а прилипания зависит слабо, то области образования и рекомбинации заряд. частиц окажутся пространственно разделёнными. В узкой приосевой области столба, где частота ионизации значительно превышает частоту прилипания ($v > \beta$), будут образовываться электроны. На периферии, где E/N меньше, чем на оси, и потому $v < \beta$, электроны, диффундирующие из центральной области, будут прилипать к нейтральным частицам, образуя отрицат. ионы, к-рые затем эффективно рекомбинируют вследствие ион-ионного взаимодействия. Положит. столб тлеющего разряда неустойчив, если на его периферии $v - \beta \leq 0$. Развитие этой неус-

тойчивости в разряде электроотрицат. газов приводит к контракции положит. столба при меньших значен. токов и давлений, чем в электроположит. газах.

Рассмотрим развитие до м.е.и и β и у с т о й ч и в о с т и. Пусть в положит. столбе разряда где-то повысилась концентрация электронов. Параметр E/N и темп-ра электронов в этом месте уменьшатся, что вызовет уменьшение частоты прилипания электронов, но не изменит частоту отщипывания, не дав темп-ры E/N . В результате нарушения баланса этих двух процессов возрастёт число электронов, поступающих в плазму, и, следовательно, разрядный ток. Из-за нарушения баланса прилипания и отщипывания начёт уменьшится концентрация отрицат. ионов, их плотность достигнет мин. значения и поступление электронов за счёт отщипывания прекратится. Разрядный ток, достигший макс. значения, начёт уменьшиться из-за уменьшения поступления электронов, к-рое далее приведёт к росту частоты ионизации и медленному повышению частоты прилипания. При мин. величине разрядного тока отношение E/N примет наиб. значение и вследствие того, что при этом v будет быстро нарастать, начёт рост тока и т. д.; происходит чередование снижения и возрастания величины тока, т.е. модуляции разрядного тока. В разряде образуются бегущие слои (домены). Доменная неустойчивость возникает при $\alpha \geq 0,1$.

Лит.: См и р в о в В. М., Отрицательные ионы, М., 1978; Г а л е ч и н Г. А., Свойства плазмы электроотрицательных газов, в сб.: Химия плазмы, в. 7, М., 1980. Г. А. Галечин.

ПЛАЗМЕННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ — совокупность методов получения и обработки материалов с использованием нагрева исходных продуктов в плазменной струе или их перевода в плазменное состояние.

Наиб. широкое распространение получили атмосферные (при норм. давлении) плазменные методы обработки и получения материалов (резание, наплавка, выращивание монокристаллов, сфероидизация порошков, нанесение покрытий), а также проведения многотоннажных плазменных процессов (получение связанного азота и др.). Эти процессы осуществляются с помощью потоков плазмы, генерируемых *плазмотронами* разл. типов (электродными, высокочастотными). Плазма в этих устройствах выполняет ф-цию высокотемпературного теплоносителя и используется в осн. для нагрева исходных продуктов.

В 1980-х гг. получили эфф. развитие ионно-плазменные технол. процессы, реализующиеся в вакууме с помощью *плазменных ускорителей*. В качестве рабочих тел могут быть использованы металлы, газы, твёрдые и жидкие диэлектрики. В этих условиях возможны такие процессы, как насыщение пористых слоёв материала др. веществом с обеспечением необходимой толщины насыщенного слоя или глубины его залегания, высокоэффективное распыление поверхности, конденсация вещества в вакууме из плазменной фазы при обеспечении органич. связи материалов основы и покрытия и необходимых структурных особенностей плазменного конденсата.

Реализация разл. ионно-плазменных технол. процессов, осуществляемых в условиях высокой чистоты, принципиально необходима для получения м. спец. материалов, определяемых широкими возможностями управления параметрами взаимодействующих плазменных потоков. Это позволяет получать разл. структуры плазменных конденсатов — от аморфных до кристаллических, с разными размерами и формой кристаллитов.

П. т. включает ряд чрезвычайно важных, экономически высококонтрабельных процессов нанесения износостойких, жаропрочных, коррозионно-стойких и др. плазменных покрытий. Благодаря этому возможна замена дорогостоящих и редких металлов и сплавов менее дефицитными материалами с нанесёнными на них покрытиями без изменения (или даже со значит. повышением) ресурса работоспособности изделий. Ис-

пользования П. т. приводит к формированию принципиально новых композиц. материалов, свойства к-рых не определяются простым суммированием характеристик основы и покрытия, а являются качественно новыми.

При формировании покрытий широко используется перевод исходных продуктов в плазменное состояние с помощью вакуумной дуги. Катодные микроплетки *дугового разряда* являются источниками высокоскоростных потоков илазмы, содержащей продукты эрозии катода. Стенки ионизации образующегося плазменного потока достаточно велика (от 20 до 90% в зависимости от материала катода); навб. долю в нём составляют двухзарядные ионы. Ионные токи дугового разряда аномально высокие — до 10 ампер и более (ок. 10% тока разряда).

Управление потоками плазмы вакуумной дугой (транспортировка, фокусировка, сепарация от нейтральных частиц и макрочастиц катодного материала) осуществляется путём использования дополнит. устройств, действующих на принципах плазмооптики (см. *Плазмооптические системы*).

При конденсации потоков плазмы тяжёлых металлов (титан, молибден, цирконий и т. п.) в присутствии реактивного газа (азота) синтезируются нитриды этих металлов, к-рые обладают высокими показателями по твердости, износостойкости и адгезии к металлу. основе. Осн. параметры, определяющими свойства образующегося конденсата, являются хим. состав исходного материала (катода), парциальное давление реактивного газа, темп-ра подложки при конденсации, энергия ионов, плотность плазменного потока. При повышении давления азота до оптим. значений увеличивается микротвёрдость формируемых покрытий, что обусловлено образованием твёрдых растворов азота и нитридов с достаточно широкой областью гомогенности. Зависимость свойств образующихся конденсатов от давления реактивного газа позволяет формировать покрытия с заданным градиентом свойств по толщине, а также создавать многослойные покрытия чередованием высотовёрдых и «мягких» (исходный материал) слоёв. Возбуждённое состояние компонентов плазмы обеспечивает протекание плазмохим. реакций образования нитридов тугоплавких металлов (карбидов при использовании углеродосодержащих газов) при сравнительно низких темп-рах подложки, что позволяет наносить эти покрытия на материалы с низкой темп-рой отпуски; традиц. методы получения нитридов и карбидов требуют длит. времени и высоких темп-р (см. также *Плазмохимия*).

При конденсации потоков углеродной плазмы в вакууме па поверхности охлаждаемых металлич. подложке получены алмазоподобные покрытия. Ионно-плазменный метод синтеза позволяет получать такие покрытия толщиной до неск. десятков микрон. Физ. свойства алмазоподобных углеродных покрытий близки по свойствам к алмазу. Микротвёрдость плёнок по Виккерсу достигает $(15-18) \cdot 10^9$ кг/см², плотность — $2,9-3,2$ г/см³, электросопротивление — 10^8 Ом·см. Плёнки химически инертны к сильным окислителям, как и алмаз. Синтез в предельно неравновесных условиях композиц. высокодефектного углеродного материала, состоящего из смеси высокодисперсных алмазных кристаллитов, угличённых второй фазой выделяющийся высокодисперсного графита, позволяет надеяться на получение новых конструкц. материалов с ещё лучшими свойствами, чем свойства известных форм алмазов.

Синтезравные методами П. т. высокотовёрдые, прочные, стабильные покрытия успешно используются в качестве упрочняющих покрытий для режущих инструментов (быстрорежущие стали и твёрдые сплавы) и деталей машин. Это позволяет существенно (в 2-8 раз) повысить эксплуатаци. ресурс упрочняемых изделий.

Лит.: Паданя В. Г., Толок В. Т., Методы плазменной технологии высоких энергий, «Атомная энергия», 1978, т. 44, с. 476; Дороднов А. М., Технологические плазменные ускорители, «ЖТФ», 1978, т. 48, в. 9, с. 1858; Алексеев И. И. и др., Высокоэффективный источник чистой углеродной плазмы, «ЖТФ», 1980, т. 50, в. 9, с. 2000; Плазменная металлизация в вакууме, Минск, 1983. В. Г. Паданя.

ПЛАЗМЕННАЯ ЧАСТОТА — частота лентмгровых колебаний, называемых также плазменными колебаниями и продольными ($k \parallel E$) колебаниями пространственного заряда $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$, n — плотность, e и m_e — заряд и масса электрона, k — волновой вектор, E — электрич. поле, вызываемое разделением зарядов. В холодной плазме ($T_e = T_i$) лентмгровые колебания не обладают дисперсией, т. е. П. ч. ω_p не зависит от длины волны. Подробнее см. в ст. *Волны в плазме*. **ПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА** — раздел физики плазмы, изучающий коллективные взаимодействия плотных потоков (пучков) заряд. частиц с плазмой и газом, приводящие к возбуждению в системе линейных и нелинейных эл.-магн. волн и колебаний, и использование эффектов такого взаимодействия. Прикладные задачи, к-рые ставит и решает П. э., определяются её осн. разделы: плазменная СВЧ-электроника, изучающая возбуждение в плазме интенсивного когерентного эл.-магн. излучения, начиная от радио- и вплоть до оптич. диапазона длин волн; плазменные ускорители, осн. на явлении коллективного ускорения тяжёлых заряд. частиц электронными пучками и волнами в плазме; *плазменно-пучковой разряд*, основанный на коллективном механизме взаимодействия плотных пучков заряд. частиц с газом; турбулентный нагрев плазмы плотными пучками заряд. частиц и коллективные процессы при транспортировке и фокусировке пучков в проблеме УТС (см. *Ионный термоядерный синтез*); неравновесная плазмохимия, изучающая процессы образования возбуждённых молекул, атомов и ионов при коллективном взаимодействии пучков заряд. частиц с газом и плазмой.

Историческая справка. П. э. возникла после открытия А. И. Ахизером и Я. Б. Файнбергом (1948), Д. Бомом (D. Bohm) и Э. Гроссом (E. P. Gross, 1949) явления пучковой неустойчивости, представляющего собой вынужденное черенковское излучение плотным моноэнергич. пучком электронов продольных эл.-магн. волн в плазме. Одним из осн. направлений коллективных методов ускорения, основы к-рых были заложены работами советских учёных В. И. Векслера, Г. И. Будкера и Я. Б. Файнберга, является метод ускорения электронов и ионов волнами плотности заряда в плазме и некомпенсиров. пучках заряд. частиц, предложенный Я. Б. Файнбергом в 1956. В 1965 Е. К. Заойский и Я. Б. Файнберг предложили использовать электронные пучки и возбуждаемые ими эл.-магн. волны для пучкового и турбулентного нагрева плазмы. Идея турбулентного нагрева плазмы позволила Е. К. Заойскому в 1969 сформулировать осн. принципы инерциальной электронной УТС. В 70-х гг. Д. Д. Рютовым был предложен нагрев плазмы релятивистскими пучками в *открытых ловушках*.

Параллельно возникли и развивались направления, связанные со слабоионизованной плазмой. Открытие плазменно-пучкового разряда (1961) послужило основой созданию новых источников плазмы, использующих энергию плотных электронных пучков для ионизации газа. Создаваемая в таких источниках плазма оказалась сильно неравновесной с большим числом возбуждённых ионов, атомов и молекул в метастабильных состояниях, иницирующих ряд новых типов плазмохим. реакций. Неравновесная плазма пучкового разряда является рабочим веществом в плазмохим. реакторах по разделению изотопов, в квантовых генераторах когерентного излучения — плазменных лазерах и мазерах и др.

Коллективные взаимодействия. Все направления П. э. базируются на коллективных взаимодействиях

потоков заряд. частиц с плазмой и возбуждении сильных эл.-магн. полей. В основе коллективного взаимодействия лежат элементарные процессы излучения и поглощения эл.-магн. излучения заряд. частицами: одночастичный и коллективный эффекты Черенкова, нормальный и аномальный эффекты Доплера, циклотронное и синхротронное излучение и поглощение, опудиторное излучение, параметрич. резонансное излучение, *переходное излучение*, томсоновское и комптоновское рассеяние, *Манделштама — Бриллюэна рассеяние* и др. Если в плазме определена группа частиц совершает упорядоченное движение, то при достаточно большой их плотности имеет место коллективное излучение эл.-магн. волн: часть энергии упорядоченного движения переходит в энергию эл.-магн. излучения. Именно так происходит в плазменных усилителях и генераторах эл.-магн. волн. В свою очередь, в регулярных полях возбужденных в плазме вдоль сторонние заряд. частицы могут приобрести упорядоченную энергию (коллективное ускорение). В нерегулярных полях с относительно широким спектром плазменных волн заряд. частицы приобретают неупорядоченную энергию вследствие поглощения этих волн и происходит нагрев плазмы. Поскольку пучки заряд. частиц могут обладать весьма большой кинетич. энергией, то и нагрев плазмы может быть значительным, вплоть до термоядерных темп-р. Такое возможно, однако, только в случае силовонизованной плазмы. В слабоионизованной плазме существ. часть энергии передается нейтральным атомам и молекулам, в результате чего происходит их разогрев, возбуждение, диссоциация и ионизация. Эти процессы, в свою очередь, иницируют новые тип разряда, плазменно-лучевой разряд, новые типы хим. реакций (плазменно-хим. реакции), а также определяют работу нового типа квантовых генераторов — плазменных лазеров и мазеров, основанных на переходах в ионных и молекулярных уровнях энергий.

Отличия и достоинства П. э. Подобно вакуумной и квантовой электронике П. э. основана на явлении индуцированного (вынужденного) излучения и поглощения эл.-магн. волн заряд. частицами в плазме. Но если вакуумная электроника рассматривает излучение потоков заряд. частиц, движущихся в электродинамич. структурах — металл. либо диэлектрич. волноводах и резонаторах, то П. э. исследует излучение потоков заряд. частиц, движущихся в плазме, в плазменных волноводах и резонаторах (см. *Волновод плазменный*). Частота эл.-магн. излучения в вакуумной электронике определяется конечными геом. размерами волноводов и резонаторов, а в квантовой электронике — дискретностью энергетич. уровней излучателей (возбужденных атомов и молекул); поэтому генераторы когерентного эл.-магн. излучения в вакуумной и в квантовой электронике узкополосны, менять их частоту плавно практически невозможно. В плазменных приборах частота зависит не только от геом. размеров волноводов и резонаторов, но и от плотности плазмы, поэтому излучатели в П. э. многодольные; меняя плотность плазмы, можно менять частоты в широком интервале. В этом заключается одно из существ. отличий и преимуществ П. э. Так, напр., частота продольных ленгмюровских колебаний холодной изотропной плазмы (в системе ед. CGSE) $\omega_p = (3 \cdot 10^8 n_p)^{1/2} \text{с}^{-1}$, где n_p — плотность плазмы. При значениях реально используемой плотности плазмы в пределах $(10^{10} - 10^{18}) \text{см}^{-3}$ можно возбуждать волны длиной $\lambda \approx (10^2 - 10^8) \text{см}$, что перекрывает всю полосу СВЧ от субмиллиметрового и до дециметрового диапазона. При наложении на плазму внеш. магн. поля диапазон частот собств. мод эл.-магн. колебаний плазмы расширяется.

Дисперсионное ур-ние, описывающее возбуждение волн моноэнергич. релятивистским электронным пучком в простейшем случае холодной изотропной плазмы, записывается в виде

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - km)^2} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\omega_b = \sqrt{3 \cdot 10^8 n_b}$ — ленгмюровская частота электронов пучка (*beam*), n_b — плотность, m — скорость пучка, k — волновой вектор, ω — комплексная частота, действит. часть k -рой представляет частоту возбужденных продольных колебаний поля, а мнимая часть — инкремент нарастания их амплитуды.

Если $n_p \gg n_b$, то, как следует из решения ур-ния (1), частота нарастающих во времени колебаний

$$\omega = km \left[1 + \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{n_b}{2n_p} \right)^{1/3} \right], \quad (2)$$

причем $km = \omega_p$. Из соотношения (2) видно, что механизм раскачки колебаний является эффект Черенкова — скорость пучка находится в резонансе фазовой скоростью волны, но несколько больше последней. Раскачка колебаний происходит с инкрементом, равным $\text{Im} \omega$, до тех пор, пока скорость пучка не уменьшится до скорости волны. Отсюда можно найти амплитуду насыщения поля волны:

$$E_{\text{макс}}^p = \left[\alpha \left(\frac{n_b}{2n_p} \right)^{1/3} 38 \pi n_b \frac{m c^2}{2} \right]^{1/2}, \quad \alpha = 0,2 - 0,3. \quad (3)$$

Второе отличие П. э. от вакуумной состоит в том, что если в последней возбуждаются поверхности стоячие волны, либо осев. моды эл.-магн. колебаний диэлектрич. волноводов и резонаторов, то в П. э. происходит также эл. возбуждение высоких обьёмных мод с λ , намного меньшей геом. размеров плазменных волноводов и резонаторов. Макс. достижимая напряжённость эл. поля в плазме $E_{\text{макс}}^p = (4 \pi n_p m c^2)^{1/2} (c - \text{скорость света})$ и при плотности плазмы $n_p \approx (10^{14} - 10^{18}) \text{см}^{-3}$ составляет $E_{\text{макс}}^p \approx 10^7 - 10^8 \text{В/см}$. В таком поле весьма эффективно будут ускоряться заряд. частицы до больших энергий на относительно малых длинах (на длине $\sim 100 \text{см}$ частицы могут ускоряться до $\sim 10^8 \text{МэВ}$). Существенно и то, что при возбуждении высоких мод обьёмных колебаний ослабляется возможность пробоя на стенках плазменных волноводов и резонаторов.

Осн. преимущество П. э. перед вакуумной — пропускать пучки с большими токами. В вакуумных системах токи пучков ограничены сверху пространственным зарядом. Напр., через вакуумный цилиндр, волновод радиуса R можно транспортировать трубчатый электронный пучок с током, не превышающим

$$I_0 \approx 17 \frac{(\gamma^2 \beta^2 - 1)^{3/2}}{\Delta r_0 + 2 \ln(R/r_0)} \text{ [кА]}. \quad (4)$$

Здесь $\gamma = 1 + e/mc^2$ — релятивистский фактор, e — кинетич. энергия электрона, r_0 — ср. радиус пучка толщиной $\Delta r_0 \ll r_0$.

При движении потоков заряд. частиц в плазме происходит компенсации обьёмного заряда и тока индуцированными в плазме полями и токами. Благодаря этому в плазменных системах возможно достижение больших токов, во и здесь существует верхний предел, определяемый устойчивостью пучка

$$I_{\text{п}} \approx \gamma^2 I_0. \quad (5)$$

Из (5) видно, что ток пучка с энергией 1 МэВ предельный плазменный ток $I_{\text{п}}$ достигает 100 кА, а мощность пучка — 100 ГВт, что намного превышает предельные значения в вакуумных системах. При этом шумосенсор. по заряду пучки более однородны по сечению и поэтому более эффективно взаимодействуют с эл.-магн. волнами в плазме. В результате существенно повышается эффективность возбуждения эл.-магн. волн потоками заряд. частиц и достигаются значительно большие мощности излучения, чем в вакуумной электронике.

В 70-х гг. появились источники мощных высокоэнергетич. электронных и ионных пучков (энергия частиц

~ 1 МэВ, ток $\sim 10^8 - 10^9$ А. При длительности импульса $\sim 10^{-7}$ с полная энергия в таких пучках $> 10^6$ Дж, что вполне достаточно для инициирования термоядерных вспышки в дейтерий-тритиевых мишенях миллиметрового диаметра. Инверсионный УТС с использованием интенсивных ионных пучков считается одним из наиболее перспективных и интенсивно развивается.

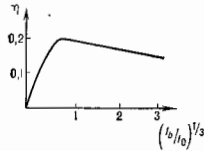
Релятивистская П. э. Мощные мегавольтовые электронные пучки открыли новые перспективы перед П. э., связанные с релятивизмом электронов. Развитие релятивистской П. э. способствовало теоретич. доказательству увеличения с ростом γ эффективности η плазменно-пучкового взаимодействия

$$\eta \sim (n_b/2n_p)^{1/2} \gamma, \quad (6)$$

несмотря на уменьшение линейного инкремента $\text{Im}\omega \sim \gamma^{-1}$. Эл.-магн. колебания и волны в плазме обладают самыми разнообразными фазовыми скоростями. В плазме существуют колебания, фазовая скорость к-рых намного меньше скорости света и даже тепловой скорости частиц; к их числу относятся ленгмювские колебания, непо-звуковые и альфеновские волны и др. Такие волны легко возбуждаются релятивистскими пучками заряд. частиц. Но, обладая малыми фазовыми скоростями, такие волны заперты в плазме, не излучаются, а со временем диссипируют, поглощаясь частицами плазмы. Именно поэтому возбуждение медленных волн в плазме релятивистскими пучками заряд. частиц служит эффективным каналом для пучкового нагрева плазмы.

С др. стороны, в плазме существуют и быстрые эл.-магн. волны, фазовая скорость к-рых $\omega/k \approx c$ и $\gg c$. Особенно много таких эл.-магн. волн в плазме, находящейся в сильном внеш. магн. поле (см. *Волны в плазме*). Очевидно, что возбуждение быстрых волн в плазме возможно лишь интенсивными релятивистскими электронными пучками. Поэтому с появлением мощных источников релятивистских электронных пучков стала бурно развиваться релятивистская плазменная СВЧ-электроника.

Релятивистские скорости и большие токи изменяют характер взаимодействия сильноточных релятивистских электронных пучков с плазмой. Тот факт, что при $\gamma^2 \gg 1$ даже значит. потери энергии электронов не нарушают условие черенковского резонанса, проявляются в увеличении кид генерации эл.-магн. излучения (6). Эта оценка справедлива, пока $\eta \lesssim 0,1-0,2$. При больших токах пучка величина η удаётся определить только численно. В оптимальных условиях, когда геометрии пучка и плазмы совпадают, значения η весьма высоки и медленно спадают с ростом тока пучка (рис.).



При $\mathcal{E} \approx 1$ МэВ и $I_b = 2I_0 \approx 25$ кА (в пучке $c \approx 0,15$ см при этом $n_b \approx 5 \cdot 10^7$ см $^{-3}$) $\eta \approx 0,2$, т. е. ок. 20% электрич. энергии пучка может перейти в энергию эл.-магн. излучения; мощность излучения составляет 5 ГВт. Поскольку фазовая скорость эл.-магн. волн при этом очень близка к скорости света, всё излучение практически без потерь будет выходить из плазмы (потери вследствие отражения от поверхности плазмы не превышают 2,5%).

Частота генерируемого излучения в случае $\gamma^2 \gg 1$ дается ф-лой

$$\text{Re}\omega \approx \sqrt{\omega_p^2 - k_{\perp}^2 u^2}. \quad (7)$$

Здесь k_{\perp} — поперечное волновое число возбуждаемой пучком плазменной эл.-магн. волны. В случае возбуж-

дения аксиально-симметричных мод колебаний в плазме с тубчатой геометрией, совпадающей с геометрией пучка ($r_0 = r_p$, $\Delta = \Delta_p$), имеем

$$k_{\perp n}^2 = \begin{cases} \frac{1}{r_p \Delta} \cdot \frac{1}{\ln(R/r_p)}, & n = 0; \\ \frac{2n}{r_p \Delta}, & n \neq 0. \end{cases} \quad (8)$$

Из ф-л (7) и (8) следуют весьма важные выводы. При условии

$$k_{\perp}^2 u^2 \gg \omega_p^2 > k_{\perp}^2 u^2 \gamma^2 \quad (9)$$

в системе будет возбуждаться одна единственная осн. мода колебаний, частота к-рой растёт с увеличением плотности плазмы; т. е. частота, в отличие от вакуумной электроники, не жёстко связана с размерами резонатора, а может меняться в широком диапазоне. Для указанных выше параметров плазмы и пучка $\omega_{\text{макс}} \approx 2,5 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$ (что соответствует длине волны $\lambda \approx 3$ мм) при $n_{\text{макс}} \approx 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. Поскольку фазовая скорость возбуждаемой волны близка к скорости света, поле волны сильно непотенциально, причём энергия поля составляет 20% от энергии пучка. А это означает, что напряжённость поля достигает величины $E_{\text{макс}} = 3 \cdot 10^8$ В/см; такое поле может обеспечить ускорение заряд. частиц в плазме до энергии 300 МэВ на длине 100 см, что безусловно является ещё одним преимуществом сильноточной релятивистской П. э.

Такое высокоэфф. возбуждение эл.-магн. излучения, так же как и эфф. ускорение заряд. частиц волнами в плазме, возможно только в условиях одноводного возбуждения, т. е. в условиях (9). Если же плотность плазмы очень велика, так что выполняется неравенство $\omega_p > k_{\perp} u \gamma^2$ для большого числа мод колебаний, то в плазме происходит возбуждение мномоводного излучения, к-рое быстро поглощается электронами плазмы и приводит к их разогреву. Кнд преобразования энергии пучка в энергию мномоводного излучения при этом остаётся незначит. (6), что позволяет дать оценку разогрева электронов плазмы сильноточным релятивистским электронным пучком:

$$T_e \approx \eta \frac{n_b}{n_p} m c^2 (\gamma - 1). \quad (10)$$

Для приведённых выше параметров пучка при $n_p \approx 10^{18}$ см $^{-3}$ имеем $T_e \approx 500$ эВ ($5 \cdot 10^4$ К), что свидетельствует о возможности нагрева плазмы сильноточными пучками электронов до высоких термоядерных темп-р и инициирования термоядерных реакций.

Сильноточные релятивистские электронные пучки имеют ещё одно преимущество. Они могут инициировать плазменно-пучковый разряд и создавать плазму высокой плотности в разл. плазменных реакторах. Обладая большой энергией в целом, релятивистские электронные пучки способны обеспечить большой выход в одном импульсе и высокую ср. мощность при использовании пучков импульсно-периодич. режимов. А высокая энергия электронов обуславливает хорошую однородность плазменных реакторов даже при очень больших давлениях газа в них, намного превышающих атмосферное. Именно благодаря таким преимуществам на плазменно-пучковом разряде с использованием сильноточных релятивистских электронных пучков реализованы *линейные лазеры* на водородо-фтористых смесях, дающие когерентное излучение на длине волны $\lambda \approx 3$ мкм с энергией до деск. КДж в импульсе длительностью $t \leq 100$ нс и обладающие кнд по отношению к энерговкладу пучка в газ до 700%. Созданы экспериментальные плазменные лазеры на смесях $\text{Ar} + \text{Fr} + \text{Kr}$ субмикронного диапазона длин волн с энергией до 1 кДж в импульсе длительностью $t \approx 40$ нс и кнд до 10%.

Релятивистская П. э., в особенности экспериментальная, сделала только первые шаги. Теория уже сформулировала ряд интересных физ. проблем, связанных с релятивизмом и сильноточностью пучков, к-рые требуют эксперим. исследования. Тем не менее много нерешённых проблем осталось и у теории, и в первую очередь исследования разл. механизмов взаимодействия электронных пучков с плазмой.

Лит.: 1) Файнберг Я. Б., Ускорение частиц в плазме, «Атомная энергия», 1959, т. 6, с. 431; 2) его же, Ускорение заряженных частиц в плазме, «УФН», 1967, т. 93, с. 617; 3) Вейсман И. В. и др., Плазменные и электронные ускорители и генераторы СВЧ, М., 1965; 4) Рабинович М. С., Рухадзе А. А., Принципы релятивистской СВЧ плазменной электроники, «Физика плазмы», 1976, т. 2, с. 715; 5) Вейсман И. В. и др., Рабинович И. М., Рухадзе А. А., Релятивистская сверхтонкая СВЧ плазменная электроника, «Изв. ВУЗов. Физика», 1979, т. 10, с. 47; 6) Файнберг Я. Б., Некоторые вопросы плазменной электроники, «Физика плазмы», 1977, т. 3, с. 152; 7) Вейсман И. В., Рухадзе А. А., Рухадзе М. В., Рухадзе А. А., Плазменная СВЧ электроника, «УФН», 1981, т. 133, с. 3; 8) Кузедов М. В. и др., Релятивистская сверхтонкая плазменная СВЧ электроника: преамбула, доклады, тезисы докладов, «Физика плазмы», 1987, т. 13, с. 1370.

ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЙ РАЗРЯД — один из видов электрического разряда в газе, в к-ром в межэлектродное пространство вводится ускоренный электронный пучок и плазма разряда разогревается кт. обр. за счёт плазменно-пучковой неустойчивости (см. *Пучковая неустойчивость*). В результате развития неустойчивости электронный пучок размывается по скорости с уменьшением ср. энергии электронов в пучке и передаче части первичной энергии пучка ленгмювским колебаниям. Затем значит. часть энергии ленгмювских колебаний передаётся тепловым электронам плазмы. Разогрев тепловых электронов происходит за счёт затухания ленгмювских колебаний при электростатич. и электростатич. столкновениях, при рассеянии ленгмювских колебаний на тепловых электронах с трансформацией ленгмювских волн в ионно-звуковые, при затухании ленгмювских колебаний в области уменьшающейся концентрации плазмы и т. д.

Доля α энергии пучка, трансформируемая в энергию ленгмювских колебаний, зависит от первонач. разброса скоростей электронов пучка Δv и от длины L взаимодействия пучка с плазмой. Наиб. значения α ($\alpha \sim 1$) реализуются для достаточно размытого пучка $\Delta v/v_1 \approx (n_1/n_2)^{1/2}$ при $L > (v_2/v_1)(n_1/n_2) \lambda$. Здесь v_1 и v_2 — скорость и концентрация электронов в пучке, v_2 и n_2 — средняя скорость и концентрация тепловых электронов, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_2 e^2 / m_0}$ — ленгмювская частота, λ — кулоновский логарифм.

В П.-п. р. значительный, а зачастую определяющий вклад в ионизацию вносят разогревые тепловые электроны плазмы, концентрация к-рых по мере развития разряда обычно начинает превышать концентрацию электронов в пучке. На формирование ф-ции распределения тепловых электронов оказывают влияние упругие и неупругие столкновения, а также ускорение электронов в электр. полях ленгмювских колебаний.

Диапазон токов i и напряжений u в П.-п. р. весьма широк: $i \approx (0,1-10^4)$ А, $u \approx (10-10^6)$ В. В основном П.-п. р. изучен в протяжённой геометрии. Часто в экспериментах для фокусировки пучка использовалось продольное магн. поле с напряжённостью $H > 10^4$ Гаусс. Изучен также маломощный П.-п. р. в узком зазоре, возникающий приложении импульса напряжения на катодоскопическую плазму *нижелевой трубки*, в к-рой длина свободного пробега электронов пучка больше разрядного промежутка. Пучок здесь формируется на катодной падении напряжения.

Для мощных импульсных П.-п. р. характерно возникновение обратного тока, к-рый создаётся образующимися в результате ионизации газа вторичными электронами. Последние ускоряются под действием индуцированного электр. поля, возникающего при импульсном увеличении тока разряда. В сильноточном импульс-

ном П.-п. р. обратный ток вносит существенный вклад в полный ток.

Лит.: Кингсеп С. С. и др., Механизм ионизации газа сильноточным пучком электронов, «ЖЭТФ», 1972, т. 63, с. 2132; Делбедв П. М. и др., Теория плазменно-пучкового разряда, «Физика плазмы», 1976, т. 2, с. 407; Иванов А. А., Соболева Т. К., Юшманов П. Н., Перспективы использования плазменно-пучкового разряда в плазмотронике, «Физика плазмы», 1977, т. 3, с. 152; Бакшт Ф. Г. и др., Математическое моделирование процессов в низкопотенциальном плазменно-пучковом разряде, М., 1990.

Ф. Г. Бакшт, В. Г. Юрьев.

ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ — космич. реактивные (ракетные) двигатели с рабочим веществом в плазменной фазе, использующие для создания и ускорения потока плазмы электр. энергию. П. д. представляют собой соответствующим образом оптимизированные плазменные ускорители. П. д. — составная часть семейства *электроракетных двигателей* (ЭРД), в к-рое входят также ионные и эл.-нагревные двигатели. При эл.-магн. ускорении плазмы скорость истечения существенно превосходит тепловую скорость, характерную для хим. (тепловых) ракетных двигателей, что в соответствии с ф-лой Мецковского — Циолковского (см. *Механика тела переменной массы*) расширяет диапазон достижимых характеристик. Скоростей и увеличивает долю полезной нагрузки на космич. летат. корабле (КЛА). П. д. функционируют на борту КЛА в условиях невесомости либо отеч. малых гравит. полей. П. д. имеют малую тягу (10^2-10^4 Н), работают длит. время ($\geq 10^3$ ч) при большом числе включений. С учётом ограничений, возможностей совр. космич. энергетич. осн. критериями оптимизации П. д. являются весовые и габаритные характеристики электроракетных двигат. установок (ЭРДУ), ресурс их работы, энергетич. цена тяги $u/2\eta$ (u — скорость истечения, $\eta = Fu/2N$ — тяговый кпд, где F — тяга, N — потребляемая электр. мощность), уменьшающаяся при заданной скорости истечения по мере роста η .

Использование П. д. (ЭРД) даёт возможность прецизионно установить требуемые параметры орбиты КЛА, поддерживать их неизменными и осуществлять перевод КЛА с одной траектории на другую.

Интенсивная разработка П. д. началась в кон. 1950-х гг. В качестве прототипов П. д. рассматривались две схемы плазменных ускорителей. Однако до сих пор применяются только два типа П. д.: эрозийный импульсный П. д. (ИИП) и стационарный (неимпульсный) П. д. (СПД). В эрозийных ИИП электр. разряд развивается вдоль поверхности рабочего вещества (типа фторпласта, напр. тефлона), к-рое испаряется, частично ионизуется, и образующаяся плазма термич. сильно ускоряется. С помощью таких П. д. создаются регулярные малые, точно дозированные импульсы тяги, недостающие при работе ракетных двигателей др. типов. Первый ИИП создан в СССР в 1930. В космич. условиях эрозийные ИИП впервые были успешно испытаны в 1964 на борту советской межпланетной космич. станции «Зонд-2». ЭРДУ с четырьмя эрозийными ИИП (рис.) функционировала с 1968 в течение более



чем 2 лет на борту американского спутника связи LES-8: 1 — брусек тефлона; 2 — катод; 3 — анод; 4 — струя плазмы; 5 — устройство для поджига разряда; 6 — буртики; 7 — конденсатор; 8 — пружина подачи.

вещства за разряд 10^{-6} к. скорость истечения 3 км/с. Двигатель рассчитан на $12 \cdot 10^6$ разрядов с импульсом $2 \cdot 10^{-2}$ Н/с.

СПД — исторически сложившаяся, не очень удачное название двигателя, варианта плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяжённой зоной ускорения. Эти двигатели могут работать длит. время в пост. режиме. ЭРДУ с двумя СПД, работающими на ксеноне, каждый мощностью 400 Вт, скоростью истечения ~ 40 км/с и тягой $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ Н впервые функционировала на борту советского ИСЗ «Метеор» в 1972. С её помощью за 170 ч работы высота орбиты ИСЗ изменилась на 17 км, и спутник был установлен на геосинхронную орбиту. В дальнейшем ЭРДУ с ксеноновыми СПД были включены в состав советских спутников серии «Метеор — природа», они регулярно выводятся в космос на борту спутников связи, в т. ч. ретрансляторов, для коррекции и поддержания параметров орбиты.

Лит.: Гильзин К. А., Электрические менистатетные корабли, 2 изд., М., 1970; Морозов А. И., Дубовик А. П., Космические электрореактивные двигатели, М., 1975; Тривини С. Д., Зееман П., В. Коэлов Н. П., Электрические ракетные двигатели, М., 1975; А. П. Шубин.

ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ — преобразователи тепловой энергии плазмы в электрич. энергию. Существуют два типа П. к. э. в — магнитогидродинамический генератор и термомеханический преобразователь.

ПЛАЗМЕННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ — см. Неустойчивости плазм.

ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ — класс плазмодинамич. устройств для получения потоков плазмы с энергией ионов от 10 эВ и выше. На нижнем пределе энергии П. у. соседствуют с генераторами низкотемпературной плазмы — плазмодиагностика, на верхнем — с коллективными ускорителями заряж. частиц (см. Коллективные методы ускорения частиц). В 80-е гг. на стационарных П. у. получены потоки с энергией частиц до 10^4 эВ, а на импульсных — до 10^7 эВ.

В отличие от ускорителей заряж. частиц, в канале П. у. находятся одновременно частицы с зарядами обоих знаков — положит. ионы и электроны, т. е. не нарушается квазинейтральность плазмы. Это снимает ограничения, связанные с пространственным зарядом (см. также Ленгмюра формула), и позволяет, напр., получать квазистационарные (т. е. длительностью 10^{-2} — 10^{-6} с) плазменные потоки с эфф. током ионов порядка мА. А при энергии частиц ≈ 100 эВ.

Плазменные потоки с большими скоростями можно получить разными способами, напр. воздействием лазерного излучения на твердое тело. Однако доведены до определённого уровня совершенства и получили широкое распространение те П. у., в к-рых ускорение и создание плазмы осуществляются за счёт электрч. энергии с помощью электрч. разряда (рис. 1).

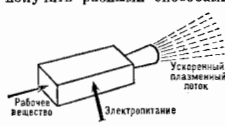


Рис. 1. Принципиальная схема плазменного ускорителя.

Механизм ускорения. При анализе рабочего процесса в П. у. плазму можно рассматривать и как сплошную среду, и как совокупность частиц (ионов и электронов). В рамках первого подхода ускорение плазмы обусловлено перепадом полного (ионного и электронного) давления $p = p_i + p_e$ и действием силы Ампера F_A (см. Ампера закон), возникающей при взаимодействии токов, текущих в плазме с магн. полем $F_A \sim [jB]$, где j — плотность тока в плазме, B — индукция магн. поля.

В рамках второго подхода ускорение ионов объясняется: 1) действием электрч. поля E , существующего в плазменном объеме; 2) столкновениями направленного потока электронов («электронного ветра») с иона-

ми; 3) столкновениями ионов с ионами, благодаря к-рым энергия хаотич. движения ионов переходит в энергию направленного движения (тепловое или газодинамич. ускорение ионов). Наиб. значение для П. у. имеет электрч. ускорение ионов, меньшее — два последних механизма.

Создание электрч. поля в плазме, обладающей подвижными электронами, представляет, вообще говоря, сложную задачу. Из Ома обобщенного закона

$$j/\sigma = \frac{\nabla \phi}{en} + E + \frac{1}{c}[v \times H]$$

видно, что для существования электрч. поля в плазме нужно иметь либо большое сопротивление, либо большие градиенты P_e (реально — большую электронную температуру), либо магн. поле и дрейф электронов. Для П. у. важны два последних механизма.

Классификация П. у. Они делятся на тепловые и электромагнитные в зависимости от того, преобладает ли в процессе ускорения перепад полного давления p или сила Ампера.

Среди тепловых П. у. осв. интерес представляют и в э т е р м и ч. у с к о р и т е л и, в к-рых $p_e > p_i$. Конструктивно стационарный неизотермич. П. у. представляет собой «магн. солло», в к-ром либо путём инжекции быстрых электронов, либо путём электронного циклотронного резонанса создают плазму с горячими электронами ($T_e \approx 10^7$ — 10^8 К или в эВ, единица: $kT_e \approx 10^2$ — 10^3 эВ). Электроны, стремясь покинуть камеру, создают объёмные заряды (без нарушения кваинейтральности!), электрч. поле к-рых «вытягивает» (ускоряет) ионы, сообщая им энергию порядка kT_e .

Наряду со стационарными создан ряд вариантов импульсных неизотермич. П. у. Их разработка связана с использованием как релятивистских электронных пучков, так и энергетик, созданной первоначально для их возбуждения. Примером П. у. последнего типа могут служить т. н. рефлексные триоды.

Эл.-магн. П. у. подразделяются по характеру подвода энергии к плазме на три класса: р а д и а ц и о н н ы е у с к о р и т е л и, в к-рых ускорение плазменного потока происходит за счёт давления эл.-магн. волны, падающей на плазменный ступок (рис. 2,а); и н д у к ц и о н н ы е у с к о р и т е л и — импульсные системы, в к-рых внеш. нарастающее магн. поле B индуцирует ток в плазменном кольце (рис. 2,б). Взаимодействие этого тока с радиальной составляющей внешнего магн. поля

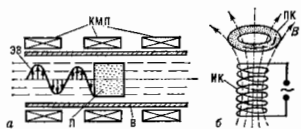


Рис. 2. Электромагнитные плазменные ускорители: а — схема радиационного плазменного ускорителя (ММП — катушка магнитного поля; В — волновод; П — плазменный ступок; ЭМВ — электромагнитная волна); б — схема индукционного плазменного ускорителя (ПК — индукция магнитного поля; ИК — индукционная катушка).

создаёт силу Ампера, к-рая и ускоряет плазменное кольцо; э л е к т р о д и е П. у., в к-рых существует непосредств. контакт ускоримой плазмы с электродами, подключёнными к источнику напряжения. Наиб. изученными и многочисленными являются электродные П. у., к-рые ниже рассмотрим подробно.

П. у. с собственным магнитным полем. И м п у л ь с н ы е э л е к т р о д и е П. у. (пушки). Первым П. у. был «рельсотрон», питаемый конденсаторной батареей. Плазменный ступок создаётся либо за счёт эрозии диэлектрич. вставки под действием скользящего разряда, либо при пропускании большого тока через тонкую проволоку, натянутую между массивными

электродами — рельсами Р (рис. 3,а), к-рая при этом испаряется и ионизуется, либо за счёт ионизации газа, вырскиваемого в межэлектродный промежуток через щель, клапан. При разряде на ток в плазменной перемычке П (достигающий десятков и сотен кА) действует собств. магн. поле электр. контура, в результате чего за время ~ 1 мкс и происходит ускорение сгустка. В нач. 60-х гг. появились им-

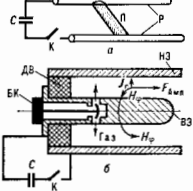


Рис. 3. Плазменные ускорители с собственным магнитным полем: а — схема рельсотрона; б — схема квазистационарного импульсного плазменного ускорителя. Быстродействующий клапан BK подает газ в зазор между внутренним (ВЗ) и наружным (НЗ) электродами.

пульсные коаксиальные ускорители. Эти ускорители обычно работают на газе (рис. 3,б), хотя достаточно часто используются «воздушные» П. у., в к-рых рабочим веществом служат продукты эрозии диэлектрик. вставки ДВ, либо пары электродов. Импульсные П. у., работающие на водороде, позволяют получать потоки со скоростями $\sim 10^8$ см/с (10 кэВ/частицу) с общим энергосодержанием, приближающимся к мегаджоулю ($\sim 10^{12}$ частиц/импульс).

Стац и о н а р н ы е с и л ь н о т о ч н ы е П. у. В принципе коаксиальные П. у. можно сделать стационарными (работающими в непрерывном режиме), если поддерживать напряжение и непрерывно подавать между электродами рабочее вещество. Для оптимизации процесса в случае работы на газе канал надо делать переменной ширины (рис. 4,а). Если анод сделать сплошным, то при пост. подаче рабочего вещества и непрерывном увеличении разрядного тока I_p скорость истечения плазмы и кнд ускорителя сначала будут расти (уменьшаться уд. вес затрат на ионизацию, нагрев плазмы и потери на стенки). Однако при нек-ром значении I_p происходит вынос большой части разрядного тока за среэ ускорителя, напряжение резко возрастает, падает кнд, в ускорителе возникает колебания. Наступает т. п. критич. режим. Его физ. причиной является в конечном счёте обеднение ионами прианодной области, к-рое происходит под действием объёмного электр. поля. Такой критич. режим наиб. эффективно устраняют подачей части рабочего вещества через анод (переход в режим «ионного токопереноса»), для чего используют не сплошной, а пористый или стержневой анод. Наиб. часто такая схема применяется в квазистационарных П. у., работающих при мощностях $\sim 10^8$ Вт с длительностью импульса ~ 1 мс.

В стационарных коаксиальных П. у. большой нагрузке подвергается не только анод, но и катод, где превалируют тепловые нагрузки вследствие гибели ионов. В области умеренных мощностей ($N \leq 10^4$ кВт) проблема катода решается переходом на «торцевую» схему с коротким катодом, через к-рый одновременно подается рабочее вещество.

На нормально работающих торцевых П. у. с собств. магн. полем при разрядных токах ок. 10^4 А удаётся получить стационарные потоки плазмы со скоростями 50 км/с. Торцевой плазменный ускоритель становится неработоспособным не только при больших, но и при малых разрядных токах I_p . Поскольку сила Ампера (за счёт к-рой происходит ускорение в П. у.) пропорц. I_p , при $I_p < 1000$ А она в реальных условиях становится меньше, чем газокинетич. давление, и торцевой П. у. превращается в обычный плазмотрон. Чтобы увеличить эффективность торцевого П. у. при малых мощностях, в рабочем канале создают внеш. магн. поле (рис. 4,б). Полунаходящийся П. у. наз. торцевым холодковским или магнитоплазменным ускорителем. Он позволяет получать потоки плазмы

со скоростями в десятки км/с при мощности ≥ 10 кВт. Замечат. особенность торцевых П. у. — способность создавать потоки частиц с энергией, в неск. раз превосходящей приложённую разность потенциалов. Это объясняется увеличением ионов электронным потоком, идущим из катода (электронным ветром).

Наряду с «внешней» подачей рабочего вещества через катод, значит. распространение в установках для плазменной технологии получи-

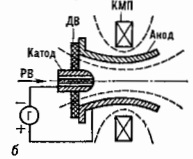
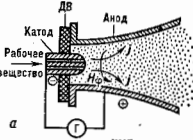


Рис. 4. Стационарные сильноточные плазменные ускорители: а — схема торцевого плазменного ускорителя (ДВ — диэлектрик. вставка); б — схема торцевого магнитоплазменного ускорителя (ДВ — диэлектрическая вставка; КМП — катушка магнитного поля; РВ — рабочее вещество).

ли торцевые магнитоплазменные ускорители с эрозией (за счёт катодных пятен) охлаждаемых катодов.

Квазистационарный сильноточный П. у. Переход в область мощностей $> 10^7$ Вт и скоростей истечения $\geq 10^7$ см/с требует не только использования ионного токопереноса, но и защиты катода от тепловых перегрузок. В этих условиях можно применить длинный катод и для пропуска тока использовать его боковую поверхность, как это сделано в коаксиальном импульсном П. у. (рис. 3,б). Однако теперь для обеспечения стационарности течения зазор между электродами должен иметь переменную ширину, сужение, как солло Ланая. Это теснение подчиняется ур-нию Бернулли:

$$\frac{\rho^2}{2} + i(\rho) + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const.}$$

Здесь $i(\rho)$ — потенциал. Из ф-лы следует, что макс. скорость плазмы на выходе из такого П. у.

$$v_{\text{макс}} = \sqrt{2(c_{\text{ао}}^2/(\gamma-1) + v_{\text{ао}}^2 + v_0^2)} \approx \sqrt{2}v_{\text{ао}}$$

(звачком «а» отмечены значения параметров на входе в канал, $v_{\text{ао}}$ — скорость звука, $v_{\text{ао}}$ — альевновская скорость, γ — показатель адиабаты).

П. у. с внешним магнитным полем. Если требуется получать стационарные потоки малой мощности ($\geq 10^8$ Вт) или потоки частиц с большими скоростями ($\geq 10^8$ см/с), особенно удобными оказываются т. н. П. у. с замкнутой дрейфой — один из видов к-рых изображён схематически на рис. 5. Если между анодом и катодом приложить разность потенциалов, то электроны начнут дрейфовать перпендикулярно электр. Е и магн. Н полям, описывая кривые, близкие к циклоиде. Длина ускорительного канала L выбирается так, чтобы высота электронной циклоиды

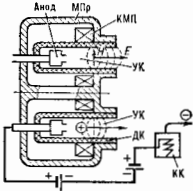


Рис. 5. Схема плазменного ускорителя с замкнутой дрейфой. Магнитное поле создаете магнитодронное МПР и катушка КМП; ДК — диэлектрическая камера.

ды h_2 была много меньше L ($L \gg h_2$). В этом случае говорят, что электроны «замкнуты». Высота ионной циклоиды h_1 в силу большой массы (M_1) нова в m_1/m_2 раз превосходит h_2 (m_2 — масса электрона). Поэтому если сделать длину канала L много меньше h_1 , то ионы будут

слабо отклоняться магн. полем и под действием электрич. поля будут ускоряться практически по прямой линии. Энергия, передаваемая ионами в таком ускорителе, близка к разности потенциалов, приложенной между анодом и катодом, умноженной на заряд иона, а разрядный ток близок к току ускоренных ионов. В целом описываемый П. у. работает след. образом. Ускоренный газ поступает через анод в кольцевой ускорительный канал УК (рис. 5). Здесь в облаке дрейфующих электронов нейтральные атомы ионизуются. Возникший при ионизации электрон за счёт столкновений и под влиянием колебаний диффундирует на анод, а после ускоренный электрич. полем E , покидает канал. После выхода из канала ион (чтобы не нарушалась квазинейтральность) получает электрон от катода-компенсатора КК. Существует ряд модификаций П. у. с замкнутым дрейфом (с анодным слоем, олигоионовые, многоионовые и т. п.). Эти ускорители в стационаре позволяют получать плазменные потоки с эфф. током ионов от единиц до сотен А с энергией от 100 эВ до 10 кВ и более. П. у. с анодным слоем представляют собой системы, в к-рых для ускорения ионов используются слои толщиной порядка электронного ларморовского радиуса, подобно тем, к-рые обеспечивают магн. изоляцию.

Существуют не только стационарные, но и импульсные П. у. с анодным слоем. Примером могут служить «магнитозерлов», диоды, с помощью к-рых получают ионные токи до 1 МА с энергией 1 МэВ. Длительность импульса таких систем составляет обычно доли мкс.

Применение П. у. Первые П. у. (рельсотроны) появились в сер. 1950-х гг. С тех пор эти системы непрерывно изучаются и совершенствуются. Они нашли применение как плазменные двигатели (см. также *Электро-ракетные двигатели*), в технологии для очистки поверхностей (методом катодного распыления), нанесения металл. плёнок на разл. поверхности, в исследованиях по ионосферной аэродинамике, в термодерных исследованиях (в качестве инжекторов плазмы), плазмодими, в лазерной технике, для активных экспериментов в космосе и т. д.

Лит.: Плазменные ускорители, М., 1973; Физика и применение плазменных ускорителей, под ред. А. И. Морозова, Минск, 1974; Р и ш и н С. Д., Д е с е н о в Ш. В., К о з л о в Н. П., Плазменные ускорители, М., 1983; Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 5, М., 1984; Плазменные ускорители и ионные инжекторы, под ред. П. П. Козлова, А. И. Морозова, М., 1984.

ПЛАЗМЕННЫЙ ГЕНЕРАТОР — 1) генератор высоко-температурной плазмы, то же, что *плазмотрон*. 2) П. г. СВ Ч - и з л у ч е н и я — источник эл.-магн. излучения, возникающего при взаимодействии релятивистского пучка электронов с плазмой. Подробнее см. в ст. *Плазменная электроника*.

ПЛАЗМЕННЫЙ КАТОД (в общем случае — плазменный электрод) — область разряда вблизи собственно катода, в к-рой плазма создается при помощи спец. средств, не связанных с осн. разрядом. Способ образования П. к. существует несколько. К их числу можно отнести варьм микрострий на катоде с образованием плазменного факела в вакуумном диоде [4], *скользящий разряд* вдоль поверхности диэлектрика [5, 2], допущит. *дуговой разряд* с дуговым инертного газа для защиты электродов от коррозии в МГД-генераторах [3] и т. п. Осн. назначение П. к. — обеспечить управление плотностью тока на катоде независимо от величины тока осн. разряда.

Лит.: 1) М е с а д Г. А., Генерирование мощных наносекундных импульсов, М., 1974; 2) Газовые лазеры, под ред. И. Ман-Даниельса и У. Нигона, пер. с англ., М., 1986; 3) Магнитогидродинамические генераторы открытого цикла, под ред. Дж. Хейвуда и Г. Вуэста, пер. с англ., М., 1972.

ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС — стационарный грубо-контурный высокотемпературной деитериевой плазмы, являющийся локальным источником нейтронов и жестких излучений; так же называют и электроразрядную установку, в к-рой получается эта плазма. П. ф. относится к разряду шнеч (см. *Шнеч-эффект*); образуется

в области кумуляции токовой оболочки на осн газоразрядной камеры спец. конструкции, вследствие чего, в отличие от з-шнча, приобретает нецилиндрическую (обычно воровкообразную) форму. Благодаря этому удаётся резко повысить плотность энергии в плазме (эффект фокусировки) и стимулировать ряд процессов, приводящих к генерации мощных импульсов жестких излучений [1]. В 90-е гг. термодерный катод П. ф. достигает 0,1% от энергии, запасённой в источнике питания (в пересчёте на деитерий-тригтневую смесь), мощность нейтронного излучения $\sim 10^{21}$ Дж/с, жесткого и мягкого рентг. излучения $\sim 10^{10}$ Дж/с соответственно. Малые размеры излучающей области (0,01—3 см), отност. компактность и дешевизна конструкции делают этот источник одним из наиб. перспективных.

П. ф. был открыт Н. В. Филипповым в 1954 [2] в процессе изучения з-пнчей в плоской металл. камере (рис. 4, слева), а затем аналогичные явления наблюдались Дж. Мейзером в 1961 [3] в коаксиальных плазменных инжекторах (рис. 4, справа). Как видно на рис., установка, с помощью к-рой наблюдается П. ф., состоит из источника импульсного питания 1 (обычно малоиндуктивная конденсаторная батарея), ключа 2 (обычно разрядник высокого давления) и разрядной камеры, корпус к-рой 3 является катодом; от него изолятор 4 отделяет внутр. электрод 5 — анод. После откачки воздуха камера заполняется рабочим газом —

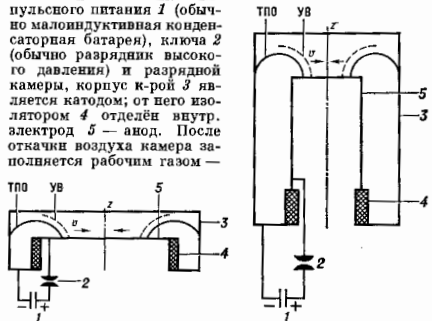


Рис. 4. Схема плазменного фокуса: слева — с плоскими электродами; справа — с цилиндрическими электродами. УВ — ударная волна; ТПО — токово-плазменная оболочка.

деитерием, водородом, деитерий-тригтневой смесью (часто с добавками благородных газов) при давлении 0,5—10 мм рт. ст. либо чистыми благородными газами при давлении 10^{-2} — 10^{-1} мм рт. ст. Далее через газ осуществляется разряд мощной конденсаторной батареи — проводится серия т. н. тренировочных пусков установки с целью очистки камеры от посторонних примесей (удаления воздуха на электродах и изолятора); насыщения анода рабочим газом для поддержания ионной составляющей тока; напыления металла, плёнки на изолятор для повышения его элктрич. прочности; напыления на анод металла. плёнки вперемежку с атомами газа для облегчения элктрич. взрыва на его поверхности при переходе в т. н. рентг. режим (см. ниже). Во время этих пусков выход жестких излучений не наблюдается. С ростом числа пусков появляются жесткие излучения и каждая установка проходит три стадии, сменяющие друг друга через неск. сотен пусков: 1) режим с одним сжатием; 2) режим с двумя сжатиями; 3) рентг. режим. Физ. процессы, происходящие в зоне П. ф., сложны и многообразны, наиб. характерны для него сгребание плазмы, образовавшейся ударной волной, сжатие плазмы в центре анода, обрыв тока.

Режим с одним сжатием. В этом режиме после подачи напряжения на анод (~ 20 —40 кВ) происходит пробой рабочего газа по поверхности изолятора, на к-рой по

мере нарастания разрядного тока формируется токово-пламенная оболочка (ТПО), имеющая волокустую структуру. Затем эта оболочка отрывается от изолятора, волокна её смыкаются и, ускорясь до скоростей $\sim (2-3) \cdot 10^7$ см/с и толкая перед собой ударную волну, она сгребает газ (плазму) к центру камеры. При этом форма оболочки становится воронкообразной, что приводит к частичному вытеканию плазмы вдоль оси. В результате выброса массы на ограниченном по высоте участке пинча удаётся резко повысить степень сжатия по радиусу, что увеличивает концентрацию энергии в единице объема плазмы. При плоском сжатии плотность повышается примерно в 4 раза, в цилиндр. камере с учётом отражения ударной волны — в 33 раза, а при вытекании вещества вдоль осей плотность повышается в 10^3 раз (с учётом снижения энтропии). Размеры камеры и индуктивности внеш. цепи выбирают такими, чтобы момент макс. сжатия плазмы вблизи оси z совпал с моментом макс. значения тока. При этом ТПО так сжимается, что отношение её нач. радиуса к конечному достигает величины 10^3 . В момент макс. сжатия излучается небольшой импульс нейтронного и рентг. излучений. Темп-ра плазмы при этом равна $\sim 5 \cdot 10^8$ К (0,5 кэВ). Нек-рое время ($\sim 10^{-7}$ с) удерживается прямой пинч (рис. 2, а), а затем на его поверхности начинает развиваться неустойчивость Рэлея — Тейлора.

Однако обычно в режиме с одним сжатием раньше образования неустойчивости происходит обрыв тока, сопровождающийся резким увеличением напряжения на пинче (в $10-100$ раз) вследствие быстрого увеличения аномального сопротивления плазмы в области сжикилоса за счёт микротурбулентности. Разорвавшаяся часть пинча становится плазменным диодом, на к-ром происхо-



Рис. 2. Обсупрограмма пинча в плазменном фокусе: а — в режиме с одним сжатием; б — в режиме с двумя сжатиями.

дит ускорение электронов к аноду и ионов к катоду до энергий $\sim 10^6-10^8$ эВ. Когда происходит обрыв тока, то скорость электронов достигает $\sim 10^9$ см/с, вместо электр. тока через пинч идёт ускоренный поток электронов, к-рый самофокусируется внутри плазмы пинча. В фокальной зоне вблизи анода он испытывает аномальное поглощение, порождая мощную ударную волну, к-рая, проходя через пинч, нагревает его до темп-ры $\sim (2-3) \cdot 10^8$ К ($2-3$ кэВ) и даёт мощную вспышку нейтронного излучения.

Режим с двумя сжатиями. По мере утолщения напылённой на анод плёнки металла с насыщенным в ней газом установкой автоматически переходит в режим с двумя сжатиями. Последовательность процессов та же, однако обрыв тока происходит позже, когда неустойчивость Рэлея — Тейлора уже успела развиться. При этом в цилиндр. камерах часто второе сжатие наблюдается в виде неск. перетяжек, тогда как в камере с плоскими электродами на заключит. стадии может образоваться снова прямой пинч той же высоты, но меньшего диаметра и большей плотности (рис. 2, б). Заключит. стадия П. ф. в этом режиме полностью идентична соответствующему процессу режима с одним сжатием. В этом режиме наблюдаются две начальные сравнительно малоинтенсивные вспышки нейтронного и рентг. излучений, а в осн. вспышке их интенсивность возрастает в неск. раз вследствие достижения более вы-

соких плотностей тока, магн. поля и плазмы. Проникновение магн. поля в плазму начинается вблизи анода, где напылённая на его поверхность за предыдущие разряды плёнка оказывается легкораспыляемой.

В рентгеновском режиме элетрич. «взрыв» поверхности проводника происходит до момента схождения ТПО к оси. Этот режим приходит на смену предыдущему, когда толщина напылённого на анод металла, насыщенного рабочим газом, достигает десятков мкм. Контракция тока к осн П. ф. при этом происходит с более высокими скоростями (до 10^8 см/с). Рабочий газ в основном «отжимается» от анода, так что в кошке пинчевания вблизи центра этого электрода формируется короткий (< 1 см) пинч малого диаметра (~ 1 мм) с плазмой высокой плотности ($\sim (3-5) \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$). В этом плазменном сгустке снова образуется плазменный диод (разрыв на пинче), напряжение на к-ром после резкого подъёма ($< 10^{-8}$ с) до величин ок. 0,5 МэВ медленно ($> 10^{-7}$ с) снижается. При этом мощный электронный поток, замещающий во втором режиме ток проводимости, сам замедливается и замещается через нек-рое время ионовым потоком. Часть ионов этого потока, имеющих ср. энергии $\sim 20-200$ кэВ, оказывается захваченной соств. магн. полями П. ф. (токовыми круговыми и сжатым продольным). Весьма высокая концентрация токов и полей, достигаемая в этом режиме, приводит к генерации мощных потоков заряд. частиц, а удержание ионов ср. энергии в соств. полях является причиной генерации высокоинтенсивного нейтронного излучения.

Именнее энергии питания П. ф. в диапазоне 10^3-1 МДж меняет его выходные параметры. Выход нейтронов растёт с увеличением энергии как квадрат энергозапаса или четвертая степень тока. При этом спектр нейтронного излучения не меняется; электронная темп-ра и плотность плазмы практически не зависят от энергозапаса; однако с увеличением разрядного тока примерно линейно растёт энергосодержание пучков заряд. частиц и время удержания плазмы и замедленных ионов, тогда как объём плазмы увеличивается квадратично с ростом тока.

Увеличения плотности и темп-ры плазмы можно достичь с помощью радиац. охлаждения, если ввести в плазму П. ф. примеси веществ с большим зарядом ядра в виде нач. добавок к рабочему газу или лазерным впрыскиванием в центр. часть. На этой основе создаются проекты осуществления в П. ф. т. н. радиац. коллапса, при к-ром планируется достичь термоядерных темп-р и плотностей плазмы, превышающих плотность твёрдого тела [4].

Дальнейшее увеличение плотности и темп-ры плазмы, энергосодержания пучков заряд. частиц и повышение нейтронного и рентг. выхода связываются также (помимо увеличения энергозапаса) с профилированием тока во времени и пространстве, с замедленным α -тапсом, с лазерным инципированием разряда и комбинац. пучково-лазерным воздействием на плазму П. ф., а также с созданием на основе П. ф. гибридного реактора синтеза — деление [5].

Установки в П. ф. могут использоваться в плазменных исследованиях как источники нейтронов и жёстких излучений для решения ряда научно-техн. задач: материаловедческих и блаветных испытаний для управляемого термоядерного синтеза; импульсного актив. анализа короткоживущих изотопов; нейтронной терапии; накачки лазерных сред; изучения высокоинтенсивных ионов; взаимодействия мощных пучков с плазмой и т. д.

Лит.: 1) Бурцев В. А., Грибков В. А., Фил и др. в кн. Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981; 2) Петров В. Д. П. и др., Мощный импульсный газозарядный разряд в камерах с продольными стенками, в сб. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, т. 4, М., 1958; 3) Mather J. W., Formation of the high-density deuterium plasma focus, «Phys. Fluids», 1965, v. 8, p. 366; 4) Senger J., Contraction of z-pinchs actuated by radiation losses,

там же, 1976, в. 19, п. 1426; G R i b k o v V., Feasibility study for developing hybrid reactor, based on the DPF — device, «Atomkernenergie, Kerntechnik», 1980, Bd 36, № 3, p. 167. В. А. Грыбков.

ПЛАЗМОН — квант плазменных колебаний. В плазме твёрдого тела термин «П.» и «плазменное колебание» часто используют как синонимы, в отличие от газовой плазмы (см. Волны в плазме). Флуктуации плотности заряда создают электрич. поле, к-рое вызывает ток, стремящийся восстановить электронейтральность; из-за инерции носители заряда «проскакивают» положение равновесия, что и приводит к коллективным колебаниям. Энергия П. связана с частотой ω плазменных колебаний соотношением $\hbar\omega = \hbar\omega_0$. Спектр колебаний зависит от зонной структуры твёрдого тела, наличия границ магн. поля и др.

ПЛАЗМООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ — корпускулярно-оптич. системы, в к-рых для фокусировки (целенаправленного изменения фазового объёма потока заряд. частиц) используются электр. и (или) магн. поля, созданные с помощью квазинейтральной или заряд. плазмы. П. с. очень многообразны, поскольку практически все плазменные образования содержат электр. или магн. поля, к-рые так или иначе могут быть использованы для фокусировки пучков. В отличие от *электронной и ионной оптики*, рассматривающей фокусировку пучков заряд. частиц внешними электр. и магн. полями в вакууме, фокусировку пучка электр. и магн. полями плазма изучает плазм. м о о п т и к а. В наст. время (90-е гг.) плазмооптика находится в стадии формирования, но проблема динамики проходящих через плазменные конфигурации пучков заряд. частиц привлекает внимание как в точки зрения диагностики этих конфигураций, так и для собственно фокусировки пучков при спец. выборе конфигураций и связанных с ними полей. Использование электр. и магн. полей плазмы приводит к двум особенностям, привлекающим для исследователей. 1) В классич. корпускулярной электронной и ионной оптике электр. и магн. поля лапласовы, т. е. потенциалы $\Phi_{эл}$ и $\Phi_{маг}$ удовлетворяют ур-нию Лапласа

$$\Delta\Phi = 0. \quad (1)$$

Следствием этого является, напр., неустраиваемость сферич. aberrаций и квадратичная зависимость фокусного расстояния F от напряжения для осесимметричных линз (см. *Электронные линзы*). В П. с. могут быть реализованы нелапласовы электр. и магн. поля, для к-рых зависимость F от напряжения линейна и сферич. aberrации устраняем. 2) В большинстве П. с. объёмный заряд фокусируемого пучка компенсируется электронами, поэтому он не ограничивает нормальную работу устройств в очень широких пределах.

Становление плазмооптики. Классич. корпускулярная оптика берёт своё начало от работ Х. Буша (H. Busch, 1926), к-рый описал и исследовал лапласовы электростатич. и магн. линзы для электронных пучков малой плотности.

Первыми корпускулярно-оптич. системами, к-рые уже отличались от исходных лапласовых систем, были источники сильноточных электронных пучков. В работах И. Ленгюра (I. Langmuir), К. Д. Чайлда (C. D. Child), Дж. Пирса (J. R. Pierce) были подробно разработаны основы оптики пучков частиц с объёмным зарядом и установлен закон «3/2» (Чайлда — Ленгюра), в к-ром в корпускулярную оптику был введён «плазменный» масштаб — дебаевский радиус (см. *Ленгюра формула*). Имено такого порядка оказалось расстояние между электродами в диоде Ленгюра. В 1947 О. Шерпер (O. Scherzer) впервые предпринял попытки использовать объёмный заряд пучка для ослабления сферич. aberrаций.

В работах Г. В. Спивана с сотрудниками (1946—49) обнаруживается и систематически исследуется фокусировка магн. линзой направл. потока электронов, эмитированных катодом ртутной дуги. Эти работы

были первой успешной демонстрацией фокусировки погружённого в плазму пучка частиц и по сути были предтечей целого ряда последующих разработок, в т. ч. по транспортровке релятивистских электронных пучков (РЭП) и мощных ионных пучков в остаточном газе.

В 40-х гг. был разработан промышленный эл.-магн. способ разделения изотопов урана (см. *Изотопное разделение*). Для этой цели нужно было иметь сильноточные ионные пучки с достаточно высоким ионич. характеристиками (малым фазовым объёмом). В качестве фокусирующей системы использовалось квазидвородное поперечное магн. поле. В таком сепараторе объёмный заряд быстрых ионов практически компенсирован холодными электронами, возникающими при столкновении ионов с атомами остаточного газа. Образующиеся при этом медленные ионы выталкиваются несильным полемат. зарядом пучка на стенки камеры. Т. о., здесь реализуется также и газовая фокусировка, для к-рой требуется некое оптимальное давление в камере.

В 1945—47 Д. Габором [1] была сформулирована идея и сделана попытка реализации т. н. линзы с объёмным зарядом (рис. 1). В объём квазидвородного магн. поля

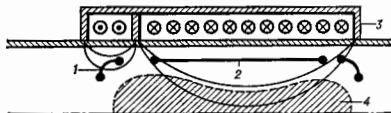


Рис. 1. Схема линзы с объёмным зарядом: 1 — горячий катод; 2 — анод; 3 — магнитопровод; 4 — электронное облако.

вырываются электроны из катода. Для предотвращения ухода электронов из рабочей области магн. поле имеет пробы (см. *Открытые ловушки*). Поскольку напряжённость магн. поля относительно мала и выбирается только для удержания электронов, фокусировка ионов в линзе Габора осуществляется объёмным зарядом электронов, плотность к-рых предполагалась много больше плотности ионов ($n_e \gg n_i$). Если плотность электронов постоянная в объёме линзы, а этого специально добивались, то напряжённость электр. поля E_r со r и линза не должна создавать aberrаций (если можно пренебречь конечными эффектами). Электроны плазмы за счёт своей большой подвижности и подверженности неустойчивостям имеют тенденцию выравнивать потенциал вдоль магн. силовых линий произвольной конфигурации (свойство «эквипотенциализации» магн. силовых линий, см. [2]). Это свойство не зависит от того, является система квазинейтральной ($n_i \approx n_e$) или нет. Если электронная температура $T_e \rightarrow 0$, условия эквипотенциализации можно записать в виде

$$\Phi(x) = \Phi(\gamma), \quad (2)$$

где γ — «номер» магн. силовой линии. Варьируя конфигурацию магн. силовых линий, можно создавать произвольный потенциальный рельеф в системе, т. к. каждый силовой линии магн. поля превращается в своеобразный «прозрачный электрод», на к-рый можно подать свой потенциал (подробнее см. ниже). Этим был указан путь к построению множества П. с., к-рые включают в себя как частный случай схему Габора и в то же время естественно примыкают к классич. корпускулярной оптике.

Системы, основанные не на ур-нии Лапласа (1), а на уравнении (2), наз. собственно П. с. Наряду с ними продолжается поиск новых типов П. с. Среди них следует отметить λ -пучки, в к-рых протосевая зона используется для фокусировки и транспортровки РЭП и сильноточных ионных пучков. Развиваются и л а з м о д и н а м и ч. системы, в к-рых осуществляется фоку-

справка и сепарация не внешних «прострельных» частиц, а частиц самого плазменного объёма. К ним относятся магнитнолазерные компрессоры, плазменные центрифуги и др., но они уже не являются П. с.

Электростатические поля в плазме. Условие (2), обеспечивающее эквипотенциальность магн. силовых линий, наглядно выводится из ур-ния движения электронного компонента плазмы (в гидродинамич. приближении, см. *Двуэлектронная гидродинамика плазмы*):

$$m_e e \frac{dv_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e e \left(E + \frac{1}{c} [v_e H] \right) + \frac{en_e n_i}{v_{te}} (v_i - v_e), \quad (3)$$

$$E = -\nabla \Phi.$$

Здесь v_{te} — время уругих электрон-ионных столкновений, $\mu = m_i m_e / (m_i + m_e) \approx m_e$ — приведённая масса, m_i , m_e — массы ионов и электронов.

Если электроны плазмы достаточно хорошо удерживаются в П. с., то их скорости, как правило, малы и в (3) можно пренебречь инерциальным членом (слева). Если к тому же невелика плотность тока ($j \lesssim 10$ А/см²), то мал и диссипативный член в (3). В результате при $T_e = \text{const}$ получаем фундаментальное для собственно П. с. ур-ние

$$-\nabla \left(\Phi - kT_e \ln \frac{n_e}{n_0} \right) = \frac{1}{c} [v_e H]. \quad (4)$$

Здесь n_0 — произвольная постоянная. Отсюда, в частности, следует, что вдоль магн. силовых линий ($\gamma = \text{const}$) сохраняется т. н. термализованный потенциал

$$\Phi_\gamma(\gamma) = \Phi(x) - \frac{kT_e \ln(n_e(x))}{n_0}, \quad (5)$$

к-рый представляет собой прологарифмиров. распределение Больцмана с учётом того, что каждая магн. трубка имеет свой характерный потенциал.

Из (5) при $T_e \rightarrow 0$ следует $\Phi_\gamma(\gamma) \rightarrow \Phi(x)$, т. е. условие эквипотенциальности магн. силовых линий (2). Системы, в к-рых роль члена $kT_e \ln(n_e/n_0)$ в ур-нии (4) мала, иногда наз. лоренцевыми системами. Системы, в к-рых $\nabla \Phi \sim \sqrt{kT_e} e^{-1} \ln(n_e/n_0)$, наз. неизоэнтальпическими. Система Д. Габора относится к лоренцевым системам. Неизоэнтальп. П. с. пока практически не разработаны и т. о. «собственно П. с.» — это лоренцевы системы. Фиксация потенциала магн. силовых линий [точнее $\Phi_\gamma(\gamma)$] может осуществляться либо «внешним» образом с помощью системы достаточно большого числа ввеш. электродов, способных к электронной эмиссии, к-рые пересекают магн. силовые линии, либо «внутренним» — за счёт объёмной и пристенокочной проводимости. В большинстве «собственно П. с.» магн. поле можно считать заданным. Если к тому же задан термализов. потенциал $\Phi_\gamma(\gamma)$, а T_e бесконечно мало, то расчёт П. с. сводится к расчёту траектории ионов:

$$M_i \frac{dv_i}{dt} = e \left(E + \frac{1}{c} [v_i H] \right)$$

в заданных ввеш. полях. Если T_e конечна, расчёт «собственно П. с.» сводится к решению системы двух ур-ний: ур-ния Пуассона

$$\Delta \Phi = 4\pi e n_0 \exp \left\{ \frac{\Phi - \Phi_\gamma(\gamma)/kT_e}{n_0} \right\} - n_i$$

и ур-ния Власова для ψ -функции распределения ионов f_i , т. к. $n_i = \int f_i dv$. В реальных условиях эта задача, как правило, решается методом последоват. приближений.

Из ур-ния (4) следует необходимость термализов. потенциала не только вдоль магн. силовых линий, но и вдоль линий дрейфа электронов. Отсюда вытекает условие «автономности» плазменной конфигурации: чтобы при фиксации потенциалов магн. трубок с помощью электродов не происходил ионный обмен электронами между электродами и плазменным объёмом П. с., необходимо в изоэнтальп. случае ($T_e = \text{const}$) постоянст-

во $\Phi_\gamma(\gamma)$ на магн. поверхностях с постоянной «нагруженностью» w :

$$\Phi_\gamma(\gamma) = f(w),$$

где

$$w = \int n dl \cdot H.$$

Здесь dl — элемент дуги магн. силовой линии, вдоль к-рой ведётся интегрирование. Простейший способ реализации «автономных» П. с. — использование осесимметричных конфигураций с полюсными электродами и магн. полями.

В ряде случаев, напр. при создании плазменных ускорителей и рекуператоров («торозителей») ионных пучков, удобно использовать магнитноэлектрич. слой толщиной порядка электронного ларморовского радиуса. Такие слои хорошо известны и как основа «магнитной изоляции». Очевидно, они войдут в изложенную выше схему, если сохранить в (3) инерциальный член.

П. с. с эквипотенциальными магнитными силовыми линиями. Используя явление эквипотенциальности магн. силовых линий с тем или иным способом фиксации $\Phi_\gamma(\gamma)$, можно создать самые разн. плазменные конфигурации, применимые при решении не только задач плазмооптики, но и др. задач, в т. ч. проблемы УТС. На рис. 2 приведены схемы основных типов таких устройств. Здесь штриховыми линиями изображены магн. силовые линии, а прямыми линиями и ним сплошными — линии равных потенциалов. Схемы даны для случая $T_e = 0$, когда $\Phi = \Phi_\gamma(\gamma)$. На рис. 2 (а) представлена

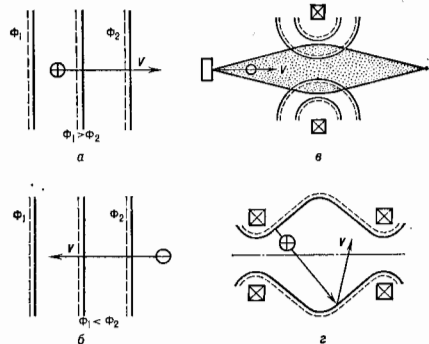


Рис. 2. Магнитноэлектрические плазменные устройства: а — ускорители компримированных ионных пучков (КИИ); б — рекуператоры энергии КИИ; в — магнитноэлектрические плазменные ловушки; штриховые линии — магнитные силовые линии; сплошные линии — эквипотенциалы.

схема полей в ускорителе ионов; последние в облаке электронов, формирующих элетрич. поле и компенсирующих в той или иной степени объёмный заряд ускоряемых ионов, движутся от более высокого потенциала Φ_1 в область меньшего потенциала Φ_2 . При этом магн. поле слабое и служит в основном для замедливания электронов и слабо влияет на динамику ионов. Эта схема реализована в ряде *плазменных ускорителей*, в т. ч. в стационарных плазменных электроактивных двигателях. На рис. 2 (б) представлена схема полей в рекуператоре, в к-ром поток первоначально энергичных ионов тормозится, отдавая энергию в элетрич. цепь. Собственно фокусирующие системы — в виде схемы «плазменной линзы» — представлены на рис. 2 (в). Эта схема

характерна не только для фокусирующих и дефокусирующих систем, но и для энерго-массанализаторов разл. мощностей, систем транспортников ионов и др. На рис. 2 (а) изображена схема магнитоэлектрич. ловушки, в к-рой электроны удерживаются магнитным, а ионы — преимущественно электрич. полем. Все указанные схемы в тех или иных модификациях изучаются экспериментально.

Плазменные линзы. Среди собственно П. с. получили распространение (не считая плазменных ускорителей) осесимметричные «плазменные линзы» (рис. 2, а). Наб. высокие оптич. характеристики этих линз (минимум aberrаций) были получены в двух режимах: в квази-дебаевском («габоровском») и в режиме с внешним разрядом.

В квази-дебаевском режиме диаметр отверстия линзы d выбирается меньше дебаевского радиуса экранирования для ионов $r_{Di} = \sqrt{\epsilon_i/4\pi n_i e^2}$, во много больше дебаевского радиуса экранирования для электронов $r_{De} = \sqrt{\epsilon_e/4\pi n_e e^2}$,

$$r_{De} \ll d \lesssim r_{Di} \quad (6)$$

Оск. достоинством квази-дебаевского режима является его устойчивость, что позволяет работать с нематрирующими электродами. Этот режим устойчив при плотностях тока ионов до неск. десятков мА/см². При плотностях, существенно выше определяемых условием (6), в таких линзах обычно развиваются конвективные неустойчивости.

Режим с внешним разрядом также может быть реализован в геометрии, близкой к схеме Габор (рис. 1), но по концам цилиндрич. промежутка располагаются два электрода, между к-рыми в продольном магн. поле зажигается *Пеннинга разряд*, к-рый тщательным подбором параметров делают малоучастным. Если в квази-дебаевском режиме в плазменном объеме находятся (в идеале) только фокусируемые ионы, то во втором случае фокусируемые ионы находятся в разрядном плазме и составляют малую часть общего числа ионов.

Экспериментально плазменная линза в квази-дебаевском режиме с электронами, образующимися за счёт вторичной ионно-электронной эмиссии, впервые была подробно изучена в работе [3] на установке (рис. 3),

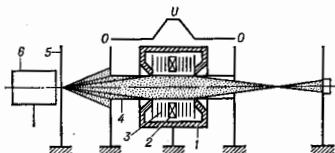


Рис. 3. Схема экспериментальной плазменной линзы для фокусирования ионного пучка: 1 — магнитонитовод; 2 — катушка магнитного поля; 3 — электроды-фиксаторы; 4 — цилиндр — источник вторичных электронов; 5 — диафрагма; 6 — ионный источник.

на к-рой исследовалась фокусировка ионов с энергией до 10 кэВ и током до 10 мА. Напряжённость магн. поля была ~100–200 Э. На рис. 4 даны схемы распределения магн. силовых линий (штрих) и эквипотенциалов. Было показано, что в отличие от лапласовой электростатич. линзы, у к-рой фокусные расстояния $F_{л} \sim (\epsilon_i/eU_{\text{фок}})^2$, в плазменной линзе в соответствии с теорией $F_{лп} \sim \epsilon_i/eU_{\text{фок}}$. Плазменной линзой удалось сфокусировать квазинейтральный пучок ионов; причём линзу можно было делать как собирающей, так и рассеивающей, а фокусное расстояние $F_{лп}$ при $\epsilon_i/U_{\text{фок}} \gg 1$ было существенно меньше $F_{л}$. Более того, подавая на электроды соответствующее распределение потенциалов, можно

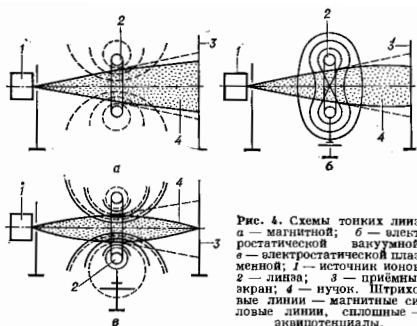


Рис. 4. Схемы тонких линз: а — магнитной; б — электростатической; в — электростатической плазменной; 1 — источник ионов; 2 — линза; 3 — прицельный экран; 4 — пучок. Штриховые линии — магнитные силовые линии, сплошные — эквипотенциалы.

было так подобрать $\Phi_r(r)$, чтобы устроить сферич. aberrацию.

Интенсивные исследования и разработки плазменных (габоровских) линз начались за рубежом в сер. 70-х гг. Особенно эффективными такие линзы оказались для фокусировки тяжёлых ионов с энергией ~1 МэВ, для к-рых ранее использовались громоздкие квадрульные линзы. Были созданы плазменные линзы уникальн. параметров [5], к-рые могли фокусировать пучок ионов с энергией 4 МэВ в фокальное пятно размером ~10 мкм.

Лит.: 1) Gabov D., A space-charge lens for the focusing of ion beams, «Nature», 1947, v. 60, p. 89; 2) Морозов А. И., Фокусировка холодных квазинейтральных пучков в электромагнитных полях, «ДАН СССР», 1965, т. 163, № 6, с. 1363; 3) Жуков В. В., Морозов А. И., Шелкин Г. Я., Экспериментальные исследования плазменной фокусировки ионных пучков, в кн.: Физика и применение плазменных ускорителей, Минск, 1974; 4) Морозов А. И., Лебедев С. В., Плазменная линза, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 8, М., 1974; 5) Lefevre H. W. и др., Can an electron plasma lens produce submicrometer size focal spots of Me V ions, «Nucl. Inst. and Meth. Phys. Research», 1985, v. B 10/11, pt 2, p. 707.

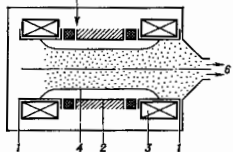
ПЛАЗМОТРОН — устройство для создания ионной (с давлением порядка атмосферного) *накомнатн. температуры плазмы* (с T до 10^4 К) с помощью *электрических разрядов в газе* и дающего плазменный поток, используемый для исследовательских и научных целей. Плазму газовых разрядов получают давно, уже более 100 лет, однако разработки спец. устройств начались в 10-х гг. 20 в., а сам термин «П.» возник примерно в 50-х гг., тогда же началось широкое практич. использование П.

Принцип работы П. заключается в следующем. Холодный газ непрерывным потоком продувают через область, где горит стационарный разряд; газ нагревается, ионизируется, превращается в плазму, к-рая вытекает из области разряда в виде плазменной струи чаще всего прямо в атмосферу (тогда и давление в плазме атмосферное). На практике обычно применяют П., работающие на *дуговом разряде*, *Пеннинга разряде*, ВЧ- и СВЧ-разрядах. Импульсные источники плазмы, работающие, напр., на искровом разряде, к П. не относятся. Кроме ионизации газа в электрич. разряде значительно реже используется ионизация газа электронным пучком. Принципиально можно нагревать и ионизировать газ мощным лазерным излучением для создания оптич. П. Для науч. исследований и технол. целей используют П., работающие на разл. газах (воздух, аргон, азот, водород и др.), а также на газах с присадками паров или капель твёрдых веществ (напр., для плазменного нанесения покрытий). Мощность П. различна: от десятков Вт до десятков МВт, давление газа — от долей мм рт. ст. до десятков и сотен атмосфер.

Дуговой П. может работать на постоянном или переменном токе. Широко используемый дуговой П. пост.

тока состоит из разрядной камеры, в к-рой расположены электроды вдоль по оси или коаксиально, и ула подachi плазмобразующего вещества. Плазма может истекать из разрядной камеры П. в виде струи или создавать плазменную дугу. Во втором случае разряд горит между катодом и обрабатываемым телом, служащим анодом. В П., изображённом на рис. 1, электроды, выполненные в виде отрезков труб круглого сечения, расположены вдоль оси; вокруг них устанавливаются обмотки

Рис. 1. Схема дугового плазмотрона постоянного тока: 1 — электроды; 2 — микселектронная вставка; 3 — соленоиды; 4 — зона электрической дуги; 5 — подача рабочего тела; 6 — истечение плазмы.



соленоидов, создающие магн. поле, перпендикулярное плоскости электродов. В результате взаимодействия тока дуги с магн. полем место привязки дуги к электродной стенке перемещается по окружности, что предохраняет электроды от перегрева и распыления, а также стабилизирует положение места привязки в осевом направлении (магн. стабилизация и теплоизоляция). Межэлектродная вставка из изоляц. материала ограничивает диам. дуги и тем самым позволяет повысить её темп-ру по сравнению с темп-рой электр. дуги в свободном пространстве.

Газ, образующий плазму, часто вводится во внутр. канал межэлектродной вставки (иногда с закруткой); газный вихрь обдувает столб дуги и плазменную струю; под действием центробежных сил слой холодного газа располагается у стенок камеры, предохраняя их от нагревания дугой (газоохлаждение, стабилизация и теплоизоляция). Если сильною сжатия потока плазмы не требуется, то стабилизирующий поток не закручивают, а направляют параллельно столбу дуги. Применяют также стабилизацию и термоизоляцию дуги потоком воды.

В тех случаях, когда необходимо ввести в дугу материал эрозии электрода (напр., для плазменного нанесения защитного покрытия), один из электродов П. устанавливается в торце камеры. При этом предусматривается его осевая подача по мере выгорания. Наиб. мощность получена в П. с коаксиальными электродами. В них ток дуги протекает в радиальном направлении по относительно малому (по поперечному сечению) токовому каналу. Дуга движется по окружности электродов под влиянием взаимодействия тока с создаваемым соленоидом магн. полем. Этому полю придаётся такая форма, чтобы стабилизировать положение дуги в осевом направлении.

Дуговой П. трёхфазного переменного тока представляет собой фактически три П., подобных П. на рис. 1, у к-рых дуги от разл. электродов соединены по схеме «звезда». В ряде случаев для обеспечения устойчивой работы такого П. (отсутствие погасания дуги при прохождении тока через нуль на к.-л. электроде) применяются постоянно действующие системы СВЧ или искрового поджига. Мощности дуговых П. $\sim 10^4$ — 10^7 Вт, темп-ра струи на срезе сопла 3000—2000 К, скорость истечения струи 1— 10^4 м/с, промышленный кид 50—90%.

Для создания неравновесной плазмы низкого давления (доли мм рт. ст.), служащей источником заряж. частиц, чаще всего используется П. с разрядом Пеннинга, при к-ром электроны колеблются в осевом направлении, что способствует эфф. ионизации.

Безэлектродные П. Энергия эл.-магн. поля (низкой частоты 10^4 — 10^8 Гц) может быть введена в плазму раз-

ряда индукц. безэлектродным способом. На этом принципе разрабатываются трансформаторы П. Наиб. распространение получили индукционные П. и в ВЧ- и СВЧ-П., в к-рых рабочей плазмобразующей газ нагревается вихревыми токами (частоты 10^4 — 10^7 Гц). ВЧ-П. (рис. 2) содержит эл.-магн. катушку,

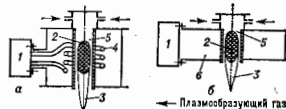


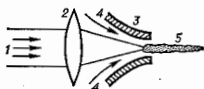
Рис. 2. Схемы ВЧ-плазмотрона: а — индукционный; б — сверхвысокочастотный; 1 — источник эл.питания; 2 — разряд; 3 — плазменная струя; 4 — индуктор; 5 — разрядная камера; 6 — волновод.

индуктор, разрядную камеру, узел ввода плазмобразующего вещества. Т. к. ВЧ-индукционный П. является безэлектродным, то эти П. используют, если к плазменной струе предъявляются высокие требования по чистоте, напр. для получения тонкодисперсных и особо чистых порошковых материалов. Мощность такого П. достигает 10^8 Вт, темп-ра $\sim 10^4$ К, скорость истечения плазменной струи до 10^3 м/с, промышленный кид ~ 50 —80%.

П. с ионизацией газа электронным лучом не получили широкого распространения в связи с большой сложностью необходимого оборудования. Установка с таким П. содержит сложные системы преобразования переменного пост. напряжения питания в высокое, вакуумные системы, электронную пушку, систему ввода луча в зону повышенного давления, камеру нагрева и ионизации газа, а также системы управления, защиты и коммутации. Но несмотря на сложность, П. с электронным лучом используются для нек-рых спец. целей в связи с наличием у них ряда принципиальных преимуществ по сравнению с П. с электр. разрядом: возможность генерации неравновесной («холодной») плазмы с наименьшей энергией, «одевой» иона, отсутствие загрязнения плазмы материалами эрозии электродов, возможность применения разл. рабочих тел и получения высоких темп-р с умеренными тепловыми нагрузками на стенки и др.

Оптический П. Возможность непрерывного поддержания разряда и генерации плотной низкотемпературной плазмы излучением лазера непрерывного действия на CO_2 , т. е. возможность создания оптич. П., была теоретически обоснована Ю. П. Райзером в 1970. Если продувать газ через горящий в фокусе луча оптической разряд, то можно получить непрерывную плазменную струю, как и в П. др. разрядов. Пока имеются лишь эксперим. результаты, напр. был получен непрерывный оптич. разряд в струе аргона атм. давления, истекающий через сопло (рис. 3). Лазерный луч мощностью ~ 1 кВт фокусировался в области сопла соосно с направлением

Рис. 3. Принципиальная схема оптического плазмотрона: 1 — лазерный луч; 2 — линза; 3 — сопло; 4 — поток газа; 5 — плазменная струя.



потока, и из сопла вытекала плазменная «игла» радиусом ~ 1 мм, длиной ~ 3 см и с темп-рой ~ 45000 К. Оптич. П. имеет ряд преимуществ перед П. др. типов: не требует к.-л. конструктивных элементов для подвода эл.-магн. энергии к плазме (электродов, индукторов, волноводов); темп-ра плазмы значительно выше 15000—20000 К; большая возможность выбора места разряда, приближения к определяемому объекту, обрабатываемым плазменной струей. Для практич. осуществления оптич. П. необходимо создать мощный лазер не-

прерывного действия и лучше не в видимом, а в ИК-диапазоне, т. к. коэф. поглощения в плазме довольно быстро уменьшается с частотой.

Применение П. Плазмотроны широко используются в плазмохимии и плазменной металлургии. В нагретых до высоких темп-р веществах газов могут интенсивно протекать хим. реакции, не происходящие или очень медленно протекающие в др. условиях. Это уже практически используется для целого ряда производств. С помощью П. осуществляются спец. технол. процессы, такие как плазменное нанесение покрытий, плазменная резка, сварка и др. (см. *Плазменная технология*). П. является генератором плазмы для век-рых научных исследований и модельных тепловых испытаний МГД-генераторов, исследований теплообмена и испытаний средств теплозащиты для условий входа космич. аппаратов в атмосферу и др. П. служит для создания плазменных источников света, в т. ч. эталонных источников высокотемпературного излучения. С помощью П. исследуются свойства низкотемпературной плазмы, создаётся неравновесная плазма низкого давления для электростр. приборов и устройств; в частности, П. является источником заряд. частиц для ускорителей.

Лит.: Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Уриков В. А., Электронные нагреватели газа (плазмотроны), М., 1973; Жуков М. Ф., Коротев А. С., Уриков В. А., Прикладная динамика термической плазмы, Новосибир., 1975; Райзер Ю. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980. В. М. Неваев.

ПЛАЗМОХИМИЯ — наука, изучающая закономерности физ.-хим. процессов и реакций в низкотемпературной плазме. Низкотемпературная плазма представляет собой совокупность заряд. частиц (электронов, ионов), возбуждённых по внутр. степеням свободы (электронным, колебательным, вращательным), тяжёлых частиц, свободных радикалов; обычно она также содержит высокотемпературные и высокоионизационные газовые потоки (струи) большого динамич. напора и является источником мощного эл.-магн. излучения. В такой плазме распределение реагирующих частиц по скоростям и внутр. степеням свободы отличается от распределения Максвелла — Больцмана, т. е. система является неравновесной и плазмохим. процессы и реакции существенно отличаются от реакций традиц. химии. В реагирующей плазмохим. системе ср. энергия молекул реагентов и их продуктов составляет от 0,1 до 50 эВ; при этом роль неупругих соударений (и в частности, реактивных) резко возрастает. Характерные времена физ., хим. и физ.-хим. процессов сближаются, так что эти процессы уже нельзя считать независимыми; поэтому необходимо рассматривать многоканальные процессы, учитывая взаимодействие каналов между собой и влияние внеш. среды на реагирующую подсистему. Кроме обычных для газов столкновений молекул (атомов и т. п.), в плазме имеют место взаимодействия на больших расстояниях, вызванные эл.-магн. полями и взаимодействием заряд. частиц между собой и с нейтральными частицами. Энергия внутр. степеней свободы частиц плазмы и поступает, энергия, как правило, сильно отличается друг от друга по величине: разл. компоненты плазмохим. системы могут иметь разл. энергию (или темп-ру при наличии почти максвелловского распределения). Так, в глущем разряде, ВЧ- и СВЧ-разрядах при низких давлениях ср. энергия электронов $\sim 3\text{--}10$ эВ, ср. колект. энергия молекул и радикалов ≤ 1 эВ, а ср. энергия поступает, и вращат. степеней свободы молекул $\sim 0,1$ эВ.

Неравновесность плазмохим. процессов может быть обусловлена не только разл. физ. воздействиями (потоками частиц или излучением), но и самой хим. реакцией (особенно быстрой), к-рая, будучи пороговым процессом, уменьшает кол-во молекул, обладающих энергией, превышающей пороговую, изменяя тем самым вид ф-ции распределения молекул по энергиям.

Кинетика плазмохимических реакций. Для её описания применяется неравновесная хим. кинетика, к-рая

учитывает квантовую энергетич. структуру молекул и атомов, т. е. концентрацию каждого компонента в каждом энергетич. состоянии и их ф-ции распределения, а также переходы между энергетич. состояниями и каналами хим. реакций. Система ур-ний традиционной хим. кинетики при этом заменяется на систему *Паули уравнений*, описывающих многоканальные процессы, причём каждое отдельное ур-ние этой системы связывает скорость изменения концентрации реагирующих молекул (атомов, ионов, радикалов) данного вида в век-ром i -м энергетич. состоянии с концентрациями этих молекул во всех возможных энергетич. состояниях, с вероятностями перехода между состояниями, с частотой столкновения частиц и со скоростью возбуждения данного уровня («накачкой» уровня).

Ур-ние Паули может быть получено или на основе общих положений теории вероятности и теории случайных процессов, или на основе *Льюиса уравнения*. В простейшем случае для мономолекулярной реакции в термостате инертного газа он имеет вид

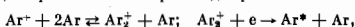
$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \sum_j N(p_{ij} - p_{ji})N_j(t) - k_i N_i(t) + R_i(t),$$

где N_i — концентрация реагирующих молекул в i -м энергетич. состоянии в момент времени t ; p_{ij} — вероятность (на одно столкновение) перехода при столкновении реагирующей частицы с молекулой термостата из состояния j в состояние i ; p_{ji} — то же для перехода из состояния i в состояние j ; k_i — коэф. скорости хим. реакции для молекул, находящихся в i -м состоянии; R_i — скорость возбуждения i -го уровня («накачка»); ν — частота столкновений. Интегрирование на ЭВМ системы ур-ний Паули позволяет в ряде случаев получить полное описание плазмохим. реакций в конкретной реагирующей системе. В общем случае надо решать сложную систему, состоящую из *Ньюе — Стокса уравнений* (или их аналогов), ур-ний Паули и ур-ний электродинамики. Кроме ур-ний Паули для концентраций отд. типов частиц в неравновесной кинетике используются также ур-ния Больцмана для ф-ции распределения и ур-ние Лапласа, включающее стохастич. силу. Коэф. скорости плазмохим. реакции k_i является ср. скоростью (на единицу концентрации реагирующих компонент) по всем динамически и энергетически доступным каналам столкновений. Усреднение производится по скоростям и квантовым состояниям реагирующих молекул, т. е. в выражение k_i должны входить в явном виде ф-ции распределения $f_i(r, \vec{r}, t)$ реагентов и продуктов реакций. В простейшем случае диссоциация двухатомной молекулы, являющейся малой добавкой в инертном газовом термостате, при учёте только колебат. степеней свободы имеем для i -го колебат. уровня:

$$k_i = \int_{\sigma_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma_i(\epsilon) \sqrt{\vec{r}_i(\epsilon)} d\epsilon,$$

где σ_i — сечение реакции, ϵ — энергия, $f_i(\epsilon)$ — ф-ция распределения. Это выражение для k_i наз. ур-нием коэф. скорости хим. реакции. Существует роль в плазмохим. реакциях играет процесс сменения реагентов разл. энергий и реакций в турбулентных потоках. Скорости плазмохим. реакций очень велики (длительность контакта реагентов порядка 10^{-5} — 10^{-6} с).

Механизмы плазмохимических реакций зависят от состава плазмы, длины свободного пробега реагирующих частиц, давления плазмы, распределения молекул по электронным, колебат. и вращат. уровням энергии. Наиболее важные и часто встречающиеся плазмохим. процессы, при к-рых идёт хим. реакция, следующие: ионизация, возбуждение электронных, колебат. и вращат. уровней, диссоциация, рекомбинация. В плазме атомарных газов часто образуются кластеры и *кластерные ионы*, напр. в плазме Ar происходят реакции:



где Ag^* — возбуждённый атом. В плазме молекулярных газов происходит диссоциация молекул при электронном ударе, при столкновениях с более тяжёлыми частицами, в т. ч. находящимися в метастабильном состоянии; при этом могут диссоциировать молекулы, находящиеся не только в основном, но и в возбуждённом состоянии. В плазме молекул с большим *срождением к электрону* может происходить диссоциативное прилипание электрона с образованием отрицат. иона, напр. $HCl + e \rightarrow Cl^- + H$. Возможны также рекомбинация тяжёлых частиц в молекулы, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов с электронами и т. д. В плазме смеси газов осн. вклад в диссоциацию вносит передача энергии электронного возбуждения и перезарядка. Так, в плазме тлеющего разряда в смеси O_2 и CO происходит реакция: $O_2 + CO^* \rightarrow CO + 2O$. В существенно неравновесной плазме (напр., при пониженном давлении) осн. роль играют реакции однократного электронного удара и реакции возбуждённых молекул и атомов, находящихся в метастабильных состояниях. В плазменных процессах, происходящих в ограниченном пространстве (реакторах), существенную роль играют процессы взаимодействия частиц плазмы с частицами поверхности стенок (гетерофазные реакции, адсорбция, диффузия, тепло- и массоперенос). Осуществление реакции соединения в плазме H_2 , O_2 , N_2 , Cl_2 , F_2 , SiH_4 , CF_4 и т. д. с углеводородами, полупроводниками, диэлектриками с образованием оксидов, нитридов, карбидов, боридов и т. д.

Плазмохимическая технология. В промышленных масштабах квазиравновесные и неравновесные плазменные процессы реализуют в тех случаях, когда в результате получают чистые и высокочистые материалы, когда соединения обладают необычной структурой или уникальными свойствами, когда достигается высокий выход продуктов реакции. В плазменных процессах можно использовать широкодоступное и малозатратное сырьё (напр., воздух), а также трудно перерабатываемое обычным способом сырьё или отходы разл. производств.

Технол. схема плазмохим. процесса кроме операций, присущих любому хим. процессу (подготовки сырья, сохранения, выделения и очистки целевого продукта), содержит стадии генерации плазмы, плазмохим. превращения и анаклаи. В генераторе плазмы происходит преобразование теплоносителя или реагента в пламенное состояние. Обычно в качестве генератора плазмы используется *плазмотрон*, применяющие также ударные трубки и мощные лазеры. В смысле плазмохим. реактора образуется смесь плазмообразующего газа с остальными реагентами, обладающими задаваемыми параметрами, определяемыми термодинамикой и кинетикой процесса. При этом начинается хим. реакция, зависящая от организации смешения компонентов и продолжающаяся непосредственно в реакторе. Если необходимо, реакцию прекращают не непосредственно в реакторе, преобразуют реакцию на требуемой стадии реаким снижением тем-ры в закалочном устройстве. Плазмохим. технологию применяют для органич. и неорганич. синтеза, для получения ультрадисперсных порошков, плёнок органич. и неорганич. материалов, для получения мембран разл. типов, травления, модификации поверхности разных материалов и изделий, обработки полимеров, получения световодов и т. д. П. используется в физ. и хим. анализе.

Лит.: Теоретическая и прикладная плазмохимия, М., 1975; Плазмохимические реакции и процессы, под ред. Л. С. Подана, М., 1977; Цветков Ю. В., Папфилов С. А., Нижнотемпературная плазма в процессе восстановления, М., 1980; Соловьев И. и Д. И., Механизм химических реакций в неравновесной плазме, М., 1980; Подан Л. С., Михайлов А. С., Самоорганизация в неравновесных физико-химических системах, М., 1983; Рухапов В. Д., Фригман А. А., Физика химических активных плазм, М., 1984; Подан Л. С., Гуров В. Б., Яковлев И. В. и др., Аналитические методы в химической кинетике, М., 1984; Бураченко Л. Т., Куделькин М. Г., Подан Л. С., Химия высоких энергий, М., 1988. Л. С. Подан.

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ — класс туманностей, ионизованных излучением. П. т. представляет собой разреженное, но довольно компактное светящееся газовое облако, окружающее горячую звезду, расположенную обычно в центре облака и наз. ядром туманности (рис.). П. т. являются расширяющимися оболочками, сброшенными ядрами. П. т. — один из основных поставщиков вещества в *межзвездную среду*,



Кольцеобразная планетарная туманность в созвездии Лирь (NGC 6720); размеры $1' \times 1,5'$, звезда в центре — ядро туманности.

обогащающих её тяжёлыми элементами. Значит. часть П. т. при наблюдении в телескоп имеет вид резко очерченных образований округлой формы (наименованных диски планет — отсюда название) зеленоватого цвета с весьма неупорядоченным распределением яркости. Ок. 20% всех П. т. составляют кольцеобразные туманности, наиб. многочисленны ($\geq 50\%$ общего числа) т. н. звездообразные П. т., во внеш. виду не отличающиеся от звезд и отождествляемые лишь по спектру. Известно ок. 2000 П. т., принадлежащих Галактике. Неск. сотен П. т. открыто в др. галактиках. Подавляющее большинство П. т. имеет угл. размеры менее $10''$. Ср. радиус П. т. 10^{17} см. Яркие П. т. часто имеют более слабую протяжённую оболочку, в нек-рых П. т. обнаружены гигантские гало с угл. размером, превышающим $10'$.

Спектр П. т. состоит из множества эмиссионных линий, наложенных на слабый непрерывный спектр (континуум). Наиб. интенсивными спектральными линиями являются т. н. линии «небуля» — *запрещённые линии* иона OIII. Их высокая интенсивность объясняется высокой темп-рой возбуждающей центральной звезды ($\sim 10^4$ K), малой плотностью газа (10^3 — 10^4 атомов/см 3) и излучения. Наблюдаются также запрещённые линии ионов OII, NH, NeIII—V, SII, SIII и др. Свечение П. т. иррорсцирует за счёт *флуоресценции* — УФ-излучение горячей центральной звезды трансформируется в более ДВ-излучение туманности. Свечение в разрешённых спектральных линиях происходит в основном вследствие ионизации и последующей рекомбинации атомов HII, HeI и иона HeII. Запрещённые же линии возбуждаются в результате столкновений атомов и ионов со свободными электронами. Анализ эмиссионного спектра даёт осн. информацию о физ. условиях в П. т.: ср. электронной концентрации (10^3 — 10^4 см $^{-3}$), электронной темп-ре (1 — $1,5 \cdot 10^4$ K), хим. составе, к-рый в среднем близок к солнечному, однако наблюдаются отличия, зависящие от принадлежности данной П. т. к подсистеме населения Галактики, а также от нач. массы родительской звезды. Непрерывный спектр П. т. обусловлен в основном рекомбинац. свечением HII, HeI и HeII. Излучением при свободно-свободных переходах (особенно в области $\lambda > 12000$ Å), а также *визуальном излучении* водорода, особенно интенсивным в УФ-области спектра. П. т. являются также источниками непрерывного теплового радиоизлучения и радиоизлучения в линиях (*рекомбинационные радиолнии* $H_{n\alpha}$, $H_{n\beta}$, ..., $He_{n\alpha}$, $He_{n\beta}$ и др., полосы молекул CO и H $_2$). Обнаружено также непрерывное ИК-излучение, представля-

кошее собой тепловое излучение пыли. Внеатмосферные наблюдения позволили исследовать далекую УФ-область спектра, вплоть до $\lambda = 1000 \text{ \AA}$. При этом были отмечены ранее не наблюдавшиеся новы. Проводятся также наблюдения П. т. в рентг. области спектра. В итоге в П. т. обнаружены: Н, He, C, N, O, F, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, Ar, K, Ca, Ti, Mn, Fe. Ядра П. т. имеют спектры, характерные для *Вольфа — Райе звезд*, звезд спектрального класса O с эмиссионными и абсорбционными линиями, а также с непрерывным спектром без заметных линий. *Светимости* ядер лежат в диапазоне $(10-10^6) L_{\odot}$, радиусы $(0.01-1) R_{\odot}$ (L_{\odot} , R_{\odot} — светимость и радиус Солнца). Массы ядер близки к массе Солнца (M_{\odot}). Ср. масса туманностей ок. $0.2 M_{\odot}$. Ряд ядер П. т. является *вторичными звездами* (обнаружено ок. двух десятков). Большинство П. т. — очень далекие объекты, и поэтому их расстояния определены весьма ненадежно (с точностью до множителя 2 и хуже). Большая часть П. т. принадлежит промежуточной подсистеме населения *Галактики* (населению диска). Однако ряд объектов обнаружен в сферич. и плоской подсистемах, т. е. П. т. наблюдаются во всех подсистемах Галактики, кроме самой плоской, поскольку они не ассоциируются со спиральными рукавами. *Лучевые скорости*, измеренные для нек-рых П. т., показывают, что мн. объекты имеют не круговые, а сильно вытянутые эллиптич. орбиты движения вокруг центра Галактики.

Феномен П. т. возникает на поздней стадии *эволюции звезд* гл. последовательности умеренной массы ($\leq 4 M_{\odot}$) при их прохождение из асимптотич. ветви гигантов (см. *Герцшпрунга — Рассела диаграмма*). На стадии слоев источников энергии (горение водорода и гелия во внеш. слоях звезды) происходит выброс внеш. слоя звезды, образующего П. т. В качестве возможных механизмов такого выброса рассматриваются лучевое давление и динамич. неустойчивость во внеш. слоях звезды, возникающая при тепловых пульсациях гелиевого источника в слое (возможно, и совокупность этих механизмов). После угасания гелиевого источника в слое завершается процесс ядерного горения в звезде. Звездный остаток (ядро звезды), состоящий в основном из углерода и кислорода, проходит фазу кованого сжатия, его темп-ра повышается. Затем наступает стадия охлаждения ядра ост. радиусе, и звезда в конце своей эволюции превращается в *белый карлик*. За это время выпрошенное вещество концентрируется (из-за роста темп-ры звезды), образуя компактную язву III, к-рая затем превращается в яркую, оптически толстую, молодую П. т. Постепенно расширяясь, туманность становится менее плотной и оптически тонкой, её поверхностная яркость падает, и в конце концов туманность становится невидимой. Скорость расширения П. т. невелика ($\sim 20 \text{ км/с}$), время жизни в космич. шкале времени сравнительно мало ($\sim 10^4-10^6$ лет). Непосредств. родоначальниками П. т. могут быть красные гиганты — полукарливые переносные или переменные типа Миры Кита (см. *Перемен-*

ные звезды), а также объекты-мазеры (см. *Мазерный эффект*) OH/IR. По-видимому, значит. часть белых карликов (если не все) при образовании должна проходить через стадию П. т. Е. Б. Костякова.

ПЛАНЕТЫ И СПУТНИКИ. 9 больших планет Солнечной системы подразделяются на планеты земной группы (*Меркурий, Венера, Земля, Марс*) и планеты-гиганты, или планеты группы Юпитера (*Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун*), планета *Плутон* по своим размерам и свойствам значительно ближе к спутникам планет-гигантов.

Они характеризуются планет, включая параметры орбитального и вращат. движений, приведены в табл. 1. Гл. различие между двумя группами планет состоит в их размерах, массах и, следовательно, ср. плотности, что обусловлено разными соотношениями составляющих планеты трех осн. компонент: газов (в первую очередь самых летучих — водорода и гелия, обладающих к тому же очень низкими темп-рами конденсации), льдов (в основном воды, аммиака, метана) и горных (скальных) пород (железа, силикатов, оксидов магния, алюминия, кальция и др. металлов). Их часто называют соответственно легкой, тяжелой и железной компонентами.

Во время как планеты земной группы представляют собой твердые тела, практически целиком образованные тяжелой компонентой, планеты-гиганты являются газожидными (содержание тяжелой компоненты, сосредоточенной в их ядрах, не превышает их массу нек-р. процентов). Юпитер в основном содержит водород и гелий (отношение He/H близко к солнечному,

Табл. 1. — Основные характеристики планет

Планета	Ср. гелиоцентрич. расстояние (большая полуось орбиты), а. е.	Эксцентриситет	Наклонение плоскости орбиты к эклиптике, град	Сидерический (орбитальный) период обращения (в земных годах)	Период вращения (в земных сутках и/или часах h)	Экваториальный радиус, км
Меркурий	0,387	0,206	7,0	0,24	58,6 ^d	2439
Венера . . .	0,723	0,007	3,4	0,62	243,0 ^d	6051,5
Земля	1,000	0,017	0	1,000	23,9 ^h	6378
	(1,5 · 10 ⁸ км)			(365,256 сут)	(37°56'41')	
Марс	1,524	0,093	1,8	1,88	24,6 ^h	3394
Юпитер	5,203	0,048	1,3	11,86	9,9 ^h	7139,8 ^d
Сатурн	9,539	0,056	2,5	29,46	10,2 ^h	60246 ^d *
Уран	19,182	0,047	0,8	84,07	17,24 ^h ± 4	25559
Нептун	30,058	0,009	1,8	164,8	16,02 ^h	24764
Плутон	39,439	0,247	17,1	248,6	6,4 ^h	1150

Продолжение

Планета	Объем (объем Земли = 1)	Масса (масса Земли = 1)	Плотность, г/см ³	Наклонение плоскости орбиты к эклиптике, град	Направление вращения	Число спутников	Напряженность магн. поля на экваторе, Гс	А-л-б-го	Эффективная температура, К
Меркурий	0,05	0,06	5,44	<30	Прямое	нет	0,0033	0,09	435
Венера	0,90	0,82	5,24	23,7	Обратное	нет	—	0,75	228
Земля	1,0	1,0	5,52	177,5	Прямое	1	0,31	0,36	255
	(1,083 × 10 ¹⁴ км ³)	(5,976 × 10 ²⁴ кг)							
Марс	0,15	0,11	3,95	25,2	Прямое	2	0,0008	0,24	216
Юпитер	1318	318	1,33	3,1	Прямое	16	4,28	0,34	124
Сатурн	755	95,1	0,69	28,4	Прямое	17	0,21	0,34	95
Уран	63	14,5	1,29	98	Обратное	15	0,25	0,34	58
Нептун	58	17,2	1,64	29	Прямое	8	0,13	0,31	59
Плутон	0,006	0,002	2,03	?	Прямое	1	—	0,50	37

* Значение, соответствующее уровню с давлением в атмосфере 1 бар.

т. е. 0,2 по массе), а у Сатурна и особенно у Урана и Нептуна сильно возрастает вклад ледяной компоненты, достигающей, вероятно, у последних 85—90%. Твердой поверхности ни одна из планет группы Юпитера не имеет.

Как следует из табл. 1, существенно различаются также характеристики поступательно-вращат. дви-

жений планет. Эти движения являются возмущёнными; возмущения, возникающие вследствие взаимного притяжения планет, приводят к отклонениям их орбит от кеплерова эллипса (см. *Кеплера законы*). Свойства орбит определяются на основе аналитич. и численных решений ур-ний движения и теорем классич. небесной механики; дополнит. возмущение орбиты вследствие релятивистских эффектов заметно обнаруживается лишь в смещении перигелия Меркурия (см. *Жаганение*).

Тепловой режим планеты характеризуется ср. эффективной, или равновесной, темп-рой T_e . Она определяется из условия баланса энергии, поступающей от Солнца и падающей на поверхность в окружающее пространство. Для этих целей используются указанные в табл. 1 наряду с T_e значение интегрального сферич. альбеда (альбеда Бойда) A . На расстоянии a (в астр. единицах) планеты от Солнца

$$\frac{E_c(1-A)}{a^2} \pi R^2 = 4\pi R^2 \sigma T_e^4,$$

т. е.

$$T_e = \left[\frac{E_c(1-A)}{4\sigma a^2} \right]^{1/4}. \quad (1)$$

Здесь $E_c = 1,37 \cdot 10^8$ эрг·см⁻²·с⁻¹ — *солнечная постоянная*; R — радиус планеты; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ эрг·см⁻²·K⁻⁴·с⁻¹ — *Стефана — Больцмана постоянная*; T_e — в кельвинах.

Яркость температура близка к равновесной. Исключения составляют Юпитер, Сатурн, Нептун, для к-рых яркостная темп-ра заметно выше равновесной. Это обусловлено наличием в их недрах внутр. источника тепла. Природу источника связывают с выделением гравитаци. энергии — либо за счёт продолжающегося сжатия (Юпитер), либо за счёт выпадения гелия из водородно-гелиевого раствора (Сатурн). Соответственно, значения T_e для планет-гигантов, приведённые в табл. 1, выше равновесных темп-р, определяемых соотношением (1).

Наличие даже сравнительно небольшой эллиптичности орбиты вызывает заметные сезонные изменения на планетах за счёт большего притока энергии от Солнца (инсоляции) в перигелии. Для Марса превышение составляет ок. 45%, а для Меркурия достигает 200%. Однако осн. роль в сезонных изменениях и их длительности играет наклон оси вращения (особенно в случае сопоставимости периода вращения с периодом обращения вокруг Солнца). Период вращения Марса вокруг оси почти равен земному, а у Венеры и Меркурия вращение аномально медленное, причём у Венеры направление вращения обратное. Солнечные сутки на Венере и Меркурия составляют соответственно 116,75 и 175,97 земных суток. Помимо Венеры обратным вращением обладают также Урае, осн. вращения к-рого лежит почти в плоскости его орбиты.

Среди планет земной группы атмосферы имеют лишь Земля, Венера и Марс. Меркурий, как и Луна, практически лишён газовой оболочки. Давление атмосферы у поверхности Венеры примерно на два порядка больше, а у поверхности Марса примерно на два порядка меньше, чем у поверхности Земли. Средняя темп-ра поверхности Венеры приблизительно 500°C (наличие плотной атмосферы приводит к значит. *парниковому эффекту*, а интенсивная циркуляция атмосферы выравнивает темп-ру поверхности).

В атмосфере Земли преобладают азот и кислород, в атмосферах Венеры и Марса — углекислый газ, относительное объёмное содержание к-рого на обеих планетах св. 95%, а атмосферы планет-гигантов в основном водородно-гелиевые.

Осн. сведения о хим. составе, темп-ре, давлении и плотности атмосфер планет, практически целиком основанные на результатах космич. экспериментов, приведены в табл. 2.

Из-за малости эксцентриситета и отклонения оси вращения от нормали к плоскости орбиты на Венере смены сезонов практически не происходит. В то же время для

Табл. 2. — Некоторые физико-химические характеристики планет

Планета	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун	Плутон
Химический состав (объёмное содержание, %)	He < 20 H ₂ < 18 Ne < 40- 60 Ar < 3 CO ₂ < 2	CO ₂ 95 N ₂ 3-5 Ar 0,01 H ₂ O 0,01-0,1 CO 3·10 ⁻³ HCl 4·10 ⁻³ HF 10 ⁻³ O ₂ 2·10 ⁻⁴ SO ₂ 10 ⁻⁴ H ₂ S 8·10 ⁻⁴ Kr 4·10 ⁻³ Xe 10 ⁻⁴ -10 ⁻⁴	N ₂ 78 O ₂ 21 Ar 0,93 H ₂ O 0,1-1 CO 0,03 CO 10 ⁻³ CH ₄ 10 ⁻⁴ H ₂ 5·10 ⁻⁴ Ne 2·10 ⁻⁴ He 10 ⁻⁴ Kr 10 ⁻⁴ Xe 10 ⁻⁴	CO ₂ 95 O ₂ 3-3 Ar 1-2 H ₂ O 10 ⁻⁴ - -10 ⁻⁷ CO 4·10 ⁻³ O ₂ 0,1-0,4 Ne < 10 ⁻⁴ Kr < 2·10 ⁻⁴ Xe < 5·10 ⁻⁴	H ₂ 87 He 12,8 H ₂ O 1·10 ⁻⁴ CH ₄ 7·10 ⁻³ NH ₃ 2·10 ⁻³ HCl 10 ⁻³ C ₂ H ₆ 4·10 ⁻³ C ₂ H ₂ 8·10 ⁻³ PH ₃ 4·10 ⁻³ CO 2·10 ⁻³ CH ₄ , D 2·10 ⁻³	H ₂ 94-97 He 6 **CH ₄ 2·10 ⁻³ **NH ₃ 3·10 ⁻³ C ₂ H ₆ 5·10 ⁻⁴ C ₂ H ₂ 2·10 ⁻³ PH ₃ 1·10 ⁻⁴ C ₂ H ₄ 4·10 ⁻³ C ₂ H ₂ 8·10 ⁻³ PH ₃ 4·10 ⁻³ CO 2·10 ⁻³ CH ₄ , D 2·10 ⁻³	H ₂ 84-87 He 12-15 CH ₄ 0,3 C ₂ H ₆ 9·10 ⁻³ NH ₃ ? C ₂ H ₂ 2·10 ⁻³ C ₂ H ₄ 3·10 ⁻⁴ -10 ⁻⁴	**H ₂ 85 **He 12 CH ₄ 1-4 C ₂ H ₆ 3·10 ⁻⁴ C ₂ H ₂ (1-3)· -10 ⁻⁴	CH ₄ N ₂ 7
Средняя молекулярная масса	—	43,2	28,97	43,5	2,26	2,12	2,3	2,2?	16?
Температура у поверхности (в средних широтах): T _{поверхн.} , K T _{юпит.} , K	500 110	— 735	310 240	270 200	— 135	— 105	— 51	— 50	≈32 —
Среднее давление у поверхности P, атм	2·10 ⁻¹⁴	90	1	6·10 ⁻³	0,5*	0,5*	0,1*	0,1*	—
Средняя плотность у поверхности, г/см ³	10 ⁻¹⁷	61·10 ⁻³	1,27·10 ⁻³	1,2·10 ⁻³	3·10 ⁻¹⁸ *	1,2·10 ⁻¹⁸ *	5,5·10 ⁻¹⁸ **	≈5,5·10 ⁻¹⁸ **	—

* На условном уровне в атмосфере планет, к к-рому отнесены соответствующие значения темп-ры. **Предварительные данные.

Т а б л. 3. — Основные характеристики спутников планет

Планета и число спутников (на 1990 г.)	Спутники	Средний радиус, км*	Масса (в массах планеты)	Плотность, г/см ³	Альбе́до	Радиус орбиты		Период обращения (земные сутки)	Эксцентриситет орбиты	Накло́ние к экватору планеты, град	Дата открытия	Первооткрыватель		
						в радиусах планеты	в 10 ³ км							
Земли (1)	Луна	1738	$1,23 \cdot 10^{-2}$	3,33	0,07	60,27	384,4	27,322	0,055	5,09	—	—		
	Марс (2)	Фобос Деймос	13,5 7,5	$1,82 \cdot 10^{-2}$ $2,14 \cdot 10^{-3}$	2,1 2,1	0,06 0,07	2,76 0,92	9,4 23,5	0,319 1,262	0,015 0,001	1,02 1,92	1877 1877	А. Холл А. Холл	
Юпитер (16)	XVI Метелла	20	$\approx 3 \cdot 10^{-11}$	—	—	<0,10	1,81	129	0,300	~0,0	~0,0	1979	Дж. Джуэтт, Д. Дэвидсон («Вояджер-2»)	
	XV Адрас-тея	10	$\approx 10^{-11}$	—	—	<0,10	1,80	128	0,295	0,0	~0,0	1979/80	С. Свингерт («Вояджер-2») Э. Барнард	
	V Амальтея	100	$\approx 5 \cdot 10^{-9}$	—	—	0,05	2,53	181	0,489	0,003	0,4	1892	С. Свингерт («Вояджер-2») Ж. Барнард	
	XIV Теба (Фива)	45	$\approx 3 \cdot 10^{-10}$	—	—	<0,10	3,11	221	0,675	~0,00	~0,0	1979/80	С. Свингерт («Вояджер-2») Э. Барнард	
	I Ио	1815	$4,70 \cdot 10^{-3}$	3,53	0,62	5,95	421	1,769	0,004	0,0	1610	Г. Галилей		
	II Европа	1569	$2,57 \cdot 10^{-3}$	3,03	0,68	9,47	670	3,551	0,000	0,5	1610	Г. Галилей		
	III Ганимед	2631	$7,84 \cdot 10^{-3}$	1,93	0,44	15,1	1070	7,155	0,001	0,2	1610	Г. Галилей		
	IV Каллисто	2400	$5,60 \cdot 10^{-3}$	1,83	0,19	26,6	1880	16,689	0,010	0,2	1610	Г. Галилей		
	XIII Леда	≈ 7	$\approx 10^{-12}$	—	—	—	156	11110	240	0,146	26,7	1974	Ч. Коваль (КФУЗЗ)	
	VI Гималия	≈ 90	$\approx 3 \cdot 10^{-9}$	—	—	0,03	161	11470	250,6	0,158	27,6	1904/05	Ч. Перрайн	
	X Лисител	≈ 20	$3,3 \cdot 10^{-11}$	—	—	—	164	11710	260	0,130	29,0	1938	С. Николсон	
	VII Элара	≈ 40	$3,3 \cdot 10^{-10}$	—	—	0,03	165	11740	260,1	0,207	24,8	1904/05	Ч. Перрайн	
	XII Анано	≈ 15	$3,3 \cdot 10^{-10}$	—	—	—	281	20700	-617**	0,17	147	1951	С. Николсон	
	XI Карме	≈ 20	$\sim 10^{-11}$	—	—	—	314	22350	-692**	0,21	164	1938	С. Николсон	
	VIII Пасифе	≈ 20	$\approx 3 \cdot 10^{-11}$	—	—	—	327	23300	-735**	0,38	145	1908	П. Меллот	
	I Синопе	≈ 20	$\sim 10^{-11}$	—	—	—	333	23700	-758**	0,28	153	1914	С. Николсон	
XV Атлант	≈ 20	—	—	—	0,4	228	137,7	0,602	0,002	0,3	1980	Террайд («Вояджер-2»)		
XVI Прометей	40	—	—	—	0,6	2,31	139,4	0,613	0,004	0,0	1980	Коллинз и др. («Вояджер-2»)		
XVII Нандора	50	—	—	—	0,6	2,35	141,7	0,629	0,004	1,1	1980	Коллинз и др. («Вояджер-2»)		
X Янус	95	—	—	—	0,4	2,51	151,4	0,695	0,009	0,3	1966/80	О. Дольфус («Вояджер-2»)		
XI Эпиметей	60	—	—	—	0,4	2,52	151,5	0,695	0,007	0,1	1966/80	Фонтейн, Ларсон/Уорнер («Вояджер-2»)		
Сатурн (16) ⁽²⁾	I Мимас	197	$6,50 \cdot 10^{-4}$	1,4	0,7	3,08	185,5	0,942	0,020	1,5	1789	У. Гершель		
	II Энцелад	251	$1,48 \cdot 10^{-3}$	1,2	1,0	3,93	123,0	1,370	0,004	0,0	1789	У. Гершель		
	III Тефия	524	$1,09 \cdot 10^{-3}$	1,2	0,8	4,88	294,7	1,888	0,000	1,4	1684	Дж. Кассини		
	XIII Телесто	≈ 13	—	—	—	0,8	4,88	294,7	1,888	—	—	1980	Рейтсема, Смит, Ларсон, Фонтейн («Вояджер-2»)	
	XIV Калипсо	≈ 13	—	—	—	0,8	—	—	—	—	—	1980	Д. Наску, П. Сейдлмен, Ваум, Кюрбе («Вояджер-2»)	
	IV Диона	560	$2,04 \cdot 10^{-4}$	1,4	0,5	6,26	377,4	2,737	0,062	0,0	1684	Дж. Кассини		
	XII Елена	150	—	—	—	0,5	6,27	378,1	2,739	0,005	0,2	1980	Дж. Кассини, Деккер, Лан	
	V Рея	765	—	—	—	0,8	8,74	527,1	4,518	0,001	0,4	1672	Дж. Кассини	
	VI Титан	2575	$2,46 \cdot 10^{-3}$	1,9	0,2	20,25	1221,9	15,95	0,029	0,3	1655	Х. Гюйгенс		
	VII Гиперион	135	—	—	—	0,3	24,55	1481,0	21,28	0,104	0,4	1648	Дж. Бонд/У. Ласселл	
	VIII Япет	718	—	—	—	1,2	0,50/0,05***	59,02	3560,8	79,33	0,028	14,7	1671	Дж. Кассини
	Уран (15)	IX Феба (1986 U7)	110	—	—	—	0,06	214,7	12954,0	-550,4**	0,163	150	1898	У. Пайкнинг («Вояджер-2»)
Корделия (1986 U8)		~20	—	—	—	—	1,92	49,8	—	—	—	1986	—	
Офелия (1986 U9)		~25	—	—	—	—	—	2,07	53,8	—	—	1986	—	
Бяника (1986 U3)		~25	—	—	—	—	—	2,30	59,2	—	—	1986	—	
Крессида (1986 U6)		~30	—	—	—	—	—	2,40	61,8	—	—	1986	—	
Дездемона (1986 U2)		~30	—	—	—	—	—	2,44	62,7	—	—	1986	—	
Димультя (1986 U1)		~40	—	—	—	—	—	2,51	64,4	—	—	1986	—	
Порция (1986 U4)		~40	—	—	—	—	—	2,57	66,1	—	—	1986	—	
Розалинда		~30	—	—	—	—	—	2,72	69,9	—	—	1986	—	

Планета и число спутников (на 1990 г.)	Спутники	Средний радиус, км*	Масса (в массах планеты)	Плотность, г/см ³	Альbedo	Радиус орбиты		Период обращения (земные сутки)	Эксцентриситет орбиты	Наклонение к экватору планеты, град.	Дата открытия	Первооткрыватель
						в радиусах планеты	в 10 ⁴ км					
Юпитер	(1986 U5)	~30	—	—	—	2,92	75,3	—	—	—	1986	—
	Белинда	85	—	—	—	3,35	86,0	—	—	—	1985	—
	VI Ио	243	1,0 · 10 ⁻³	3	—	5,04	129,4	1,460	0,010	0,0	1948	Дж. Койпер
	I Амальдеа	580	1,1 · 10 ⁻³	1,3	0,30	7,43	191,0	2,555	0,003	0,0	1851	У. Ласселл
	II Эмбалда	595	1,1 · 10 ⁻³	1,4	0,19	10,35	266,3	4,013	0,004	0,0	1851	У. Ласселл
	III Таврике	805	3,2 · 10 ⁻³	2,7	0,23	16,96	436,0	8,760	0,002	0,0	1787	У. Гершель
	IV Европа	775	3,4 · 10 ⁻³	2,6	0,18	22,70	583,5	13,51	0,001	0,0	1878	У. Гершель
	V Тритон	1290	2,2 · 10 ⁻³	2,06	—	15,95	394,7	-5,840**	0,000	2,79	1846	У. Ласселл
	II Персеиды	~120	5,0 · 10 ⁻³	2,0	—	250,99	6212	358,4	0,756	0,48	1949	Дж. Койпер
	Харон	~560	6,4 · 10 ⁻³	~0,2	0,4	16	18,5	6,4	—	—	1978	Дж. Кристи

* Для спутников неправильной формы указана половина максимального размера. ** Обратное движение. *** «Ведущий» полюсфера имеет альbedo на порядок выше ведомой. * Помимо Тритона и Персеиды «Водородом-2» открыты еще 6 спутников: Пройг (420), Ларисса (260), Галатея (160), Деспина (140), Таласса (90) и Наяда (50) (в скобках приведены размеры в км). * В 1990 открыт 18-й спутник Сатурна Пан.

Марса оба эффекта играют существенную роль, приводя форму южного яркого выраженного сезонного хода температуры в разности длительности сезонов в северном и южном полушариях. К этому же наклонение оси вращения Марса, возможно, способствует долгопериодич. вариация, что должно приводить к глубоким климатич. изменениям. На Уране сезонный ход, казалось бы, должен быть наиб. сильно выражен; однако при малой insolации и своеобразии атмос. динамики он, по-видимому, существенно нивелирован.

Газовым облобком Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна свойственно дифференциальное вращение (изменение периода вращения с широтой), что может быть связано с динамич. процессами в атмосфере. На Юпитере тропич. зона атмосферы вращается быстрее полярной на 5 мин 11 с, т. е. разнице составляет 1%, а на Сатурне достигает почти 5%. Для этих планет наиб. близок к истинному значению период, соответствующий вращению магн. поля. Он определяется по модуляции интенсивности и (или) направлению поляризации собств. радиоизлучения планеты. По-видимому, этот период наилучшим образом характеризует вращение нижележащих более вязких областей. Таким способом найдены периоды вращения Юпитера ($T = 09,925^h$), Сатурна ($T = 10,657^h$), Урана ($T = 17,24^h$) и Нептуна ($T = 16,02^h$).

В табл. 1 указана еще одна важная характеристика планет, создающая определенную информацию об их внутр. строении и эволюции и во многом определяющая свойства атмосферы и околопланетного пространства. Это — значение напряженности магн. поля на экваторе. Наиб. сильными магн. полями обладают Юпитер, Земля, Сатурн, Уран, Нептун. Заметим, что хотя у Нептуна, Сатурна и Урана оно слабее земного (при отнесении к соответствующим радиусам поверхности), в недрах этих планет мощность генератора их магн. поля должна быть примерно на два порядка выше. Существенное магн. поле обнаружено у Меркурия и, по-видимому, у Марса, практически отсутствует собств. поле у Венеры. Что касается Плутона, то, по аналогии с ледяными спутниками планет-гигантов, наличие у него магн. поля маловероятно.

У всех планет, кроме Венеры и Меркурия, есть спутники. Осн. характеристики спутников приведены в табл. 3. Общее число известных спутников составляет 61, включая сравнительно недавно открытые 3 спутника Юпитера, 7 спутников Сатурна, 10 спутников Урана, 6 спутников Нептуна и спутник Плутона. Наиболее крупными спутниками обладают Земля,

Юпитер, Сатурн и Нептун. Это Луна, четыре галилеевых спутника Юпитера (Ио, Европа, Ганимед, Каллисто), спутник Сатурна Титан и спутник Нептуна Тритон, которые по своим размерам сопоставимы с планетами земной группы. Остальные спутники имеют размеры от неск. десятков до мн. сотен километров и, в отличие от планет и более крупных спутников, — часто неправильную (несферическую) форму. Это сблизкает их с астероидами.

Лит.: Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983; Марош М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Уилли Ф. Л., Семья Солнца, пер. с англ., М., 1984; Satefites, ed. by J. Vinko, M. Sharkey Matthews, Tucson, 1986. См. также лит. при отд. статьях о планетах. М. Я. Марош.

Модели внутреннего строения планет. Недра планет недоступны прямым наблюдениям. Даже для Земли керны из глубоких (до 12 км) скважин и фрагменты изверженных глубинных пород дают сведения о составе и структуре вещества лишь приповерхностных слоев внеш. твердой оболочки. Данные о породах Луны, Венеры и Марса, изучение спектральных особенностей поверхностей планет и астероидов, атмосфер планет-гигантов также позволяют судить лишь о составе самых внешних оболочек. Поэтому для исследования планетных недр прибегают к построению моделей внутр. строения планет, т. е. расчёту хим. и минерального состава, внутр. гравитационных, тепловых, магн. и др. полей с последующим сравнением теоретич. предсказаний с данными наблюдений. Весьма общие ограничения на возможные состав и структуру планеты дают сведения о её массе M и радиусе R (а следовательно, и о ср. плотности) с учётом распространённости элементов в космосе и данных физики высоких давлений. Для построения моделей планет привлекаются данные по гравитационным и магн. полям планеты, тепловому потоку из недр, собств. колебаниям и (для Земли и Луны) сейсмич. данным.

Планеты земной группы имеют твёрдые оболочки, в к-рых сосредоточена б. ч. их массы. Существенный объём планетных оболочек находится в состоянии, близком к гидростатич. равновесию, поскольку предел текучести пород играет роль лишь для относительно быстрых приповерхностных движений. Распределения давления P , плотности ρ и ускорения силы тяжести g по расстоянию от центра планеты r складываются из решения системы ур-ний: ур-ния гидростатич. равновесия

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} = -g(r)\rho(r),$$

ур-ний распределения массы

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2(\rho(r))$$

и ур-ний состояния

$$\rho_i = \rho_i(P)$$

Для предполагаемой смеси компонентов с плотностью $\rho = (\sum_i \rho_i^{-1})^{-1}$, где ρ_i и x_i — плотность и доля i -й компоненты по массе ($x_i = m_i/m$, m_i — масса i -й компоненты, M — суммарная масса в единичном объёме). Ср. плотности планет и данные по ур-ниям состояния для осн. породобразующих элементов Si, Mg, Fe, Al, Ca и их оксидов показывают, что в среднем планеты земной группы на $2/3$ состоят из ферромагнезильных силикатов и на $1/3$ из железа с примесью никеля и др. элементов. Модели внутр. строения Земли благодаря глубинному сейсмич. зондированию, данным о нутации и прецессии разработаны весьма детально, и осуществляется переход к более сложным моделям, учитывающим особенности горизонтального строения литосферы и верхней мантии под океаном, и континентальными регионами. Для построения моделей планет земной группы широко используются представления об оболочечной структуре, полученные для Земли. Обычно выделяют кору (10–100 км), мантию (1000–3000 км) и ядро. Ядро — наиб. плотная часть (12–13 г/см³ в центре Земли), кора — наименее плотная (для Земли 2,7–2,8 г/см³), плотность мантии — промежуточная (для Земли 2,8–3,5 г/см³). У Земли ядро подразделяется на внешнее (жидкое) и внутреннее (твёрдое). Предполагают, что жидкое ядро имеется у Меркурия и Венеры. Марс, обладая заметным вращением, имеет сравнительно небольшую магн. момент, и существование расплавленного ядра для него остаётся под вопросом. Внутр. строение Венеры в основном схоже со строением Земли, однако из-за медленного вращения Венеры не удаётся оценить её момент инерции и, следовательно, в отсутствие сейсмич. данных, нет строгого подтверждения существования у неё ядра и соответствующих земным верхней и нижней мантийных оболочек. Отсутствие сейсмич. данных не позволяет также сделать определённые выводы о структуре и размерах оболочек др. планет земной группы. Момент инерции Марса свидетельствует о наличии небольшого ($\leq 15\%$ от массы планеты) ядра. Размеры и фазовое состояние ядра зависят от его хим. состава (рис. 1). На больших временах (10^8 – 10^9 лет) вещество планетных недр ведёт себя как вязкая жидкость. В результате неравномерных нагрева и распределения состава в оболочках могут возникать конвективные движения, приводящие к тепло- и массопереносу. Масштаб конвекции определяется величиной отклонений распределений темп-ры и состава от равновесных, а интенсивность — вязкостью и др. реологич. параметрами. Оценки темп-р в недрах планет земной группы основаны на представлениях об их образовании путём аккумуляции из твёрдых тел и относительно равном формировании оболочек (в ходе этих процессов происходило выделение гравит. энергии $\sim 10^{11}$ эрг/г), а также на данных о сохранении радиоакт. элементов U, Th и ⁴⁰K. Согласно оценкам, темп-ра в центре Земли ≈ 5000 – 6000 K, на границе ядро — мантия — 3500 – 4000 K. Темп-ры центральных областей Венеры, по-видимому, на 100 – 300 K ниже земных. В ядрах Меркурия и Марса темп-ра, вероятно, ок. 2500 – 3000 K.



Рис. 1. Модель внутреннего строения Марса. Показаны два варианта ядра.

П л у т о в, по-видимому, имеет силикатное ядро и ледяную оболочку.

Астероиды д.ш. О внутр. строении астероидов также известно мало. Вторичные данные указывают на то, что вещество малых планет (по крайней мере многих из них) прошло через интенсивную ударную переработку, нагрев и дегазацию уже в ходе их образования. Существование каменных и железных метеоритов свидетельствует о том, что недра отд. астероидов были нагреты до темп-р плавления, обеспечивших возможность расщепления (дифференциации) первичного вещества на силикаты и железноникельевый сплав. Осн. особенностью внутр. строения малых планет являются сравнительно низкие темп-ры и давления, а также относительно большая толщина неконсолидиров. пород (реголит), образованного ударами др. тел. Не исключено, что астероиды, от к-рых поступают дифференциров. вещества, не расплавлены на соответствующие оболочки, а содержат лишь отд. области, испытавшие высокотемпературный нагрев и местную дифференциацию вещества (модель «эзмикин в тесте»).

П л а н е т ы - г и г а н т ы принято считать газожидкими телами с конвективными оболочками, в к-рых распределение темп-ры близко к адиабатическому. Это заключение основано на след. данных наблюдений. По данным ИК-наблюдений, поток тепла из недр планет оказался равным 10^4 эрг/см².с (для Юпитера) и $3 \cdot 10^3$ эрг/см².с (для Сатурна). Поскольку такой поток более чем на 4 порядка превышает поток тепла за счёт молекулярной теплопроводности, то это указывает на конвективное состояние внеш. зоны или всей планеты. Юпитер, Сатурн, Уран и, возможно, Нептун обладают соств. магн. полем, к-рое, вероятно, генерируется в конвективном ядре. Эволюция орбит спутников Юпитера, Сатурна и Урана, измерения гравитат. поля Юпитера также указывают на жидкое, близкое к гидростатически равновесному, состояние планет.

Хим. состав планет-гигантов резко отличается от состава планет земной группы. Согласно теории происхождения Солнечной системы, в протопланетном облаке в области планет-гигантов темп-ры после остывания облака не превышали 150 K, а газовое давление 10^{-3} – 10^{-1} бар (в зоне Юпитера и Сатурна) и 10^{-2} – 10^{-8} бар (в зоне Урана и Нептуна). При таких условиях большинство элементов образуют гидриды и окислы. Вещества, из к-рых построены планеты-гиганты, принято разделять по летучести на газовую компоненту — $\text{Г}(\text{H}_2, \text{He}, \text{Ne})$, «льды» — $\text{Л}(\text{CH}_4, \text{NH}_3, \text{H}_2\text{O})$ и тяжёлую компоненту — $\text{ТКЛ}(\text{SiO}_2, \text{MgO}, \text{FeO}, \text{Fe}, \text{Ni}, \dots)$. Сведения о хим. составе недр планет-гигантов даёт расчёт моделей внутр. строения планет, удовлетворяющих

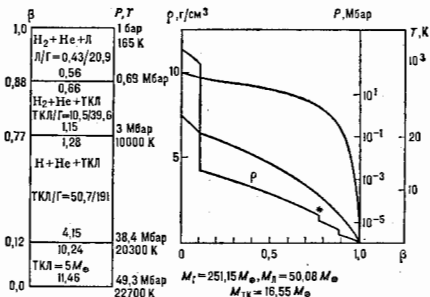


Рис. 2. Четырёхслойная модель Юпитера с двухслойной молекулярной оболочкой. Справа показано распределение давления P, темп-ратуры T и плотности ρ по относительному радиусу $r = r/R_j$ (R_j — радиус Юпитера). Слева дан расчёт модели с указанием значений плотности на границах раздела и относительная $\text{L}(\text{TKL})/\text{L}$ в оболочках. Полные значения масс Г, Л- и ТКЛ-компонент выражены в массах Земли.

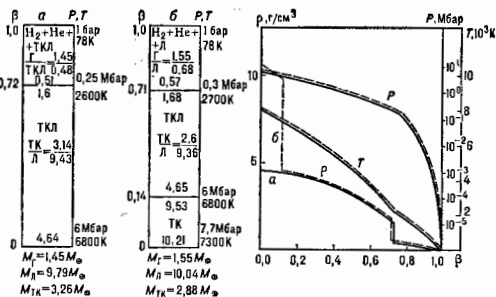


Рис. 3. Двух- и трёхслойная модели Урана с различной степенью смешения Γ , L - и TK -компонент. Обозначения те же, что и на рис. 2.

наблюдаемым значениям массы, радиуса и зональных гармоник гравитационного поля планеты. Из-за относительно большой угл. скорости вращения ω в ур-ние (1) входит дополнительный член $(2/3)\omega^2 r \rho(r)$, а вследствие довольно высоких темп-р ($\approx 10^4$ К) в недрах планет в ур-нии (3) учитываются температурные поправки $\rho_i = \rho_i(P, T)$. Простейшие модели (двухслойные) состоят из наружной оболочки ($\Gamma + L$) и ядра (TKL). Однако наблюдениям лучше удовлетворяют многослойные модели (см., напр., рис. 2). В оболочках Юпитера и Сатурна происходит переход молекулярного водорода в металлический. Давление перехода $\approx 3 \cdot 10^8$ бар и слабо зависит от темп-ры. При переходе к твёрдой фазе плотность скачкообразно увеличивается на $\approx 10\%$. В расливал. состоянии (в жидкой фазе) переход происходит непрерывным образом. Расчёты моделей показали, что Уран (рис. 3) и Нептун, в отличие от Юпитера и Сатурна, обладают сильнонеравновесными оболочками. Эти планеты имеют маленькие ТК-ядра (0,3–1% от полной массы планеты), массивные ледяные мантии с добавкой ТК-компоненты (с отнесит. содержанием, близким к солнечному) и наружные оболочки из Γ - и L -компонент. Построенные модели выявили след. тенденции в ряду планет-гигантов: при переходе от Юпитера к Нептуну содержание свободного водорода систематически убывает, а концентрация L -компонента в наружных оболочках растёт. Это может быть связано с различиями во временах формирования планет-гигантов и диссипацией газа из протопланетного облака.

Широкое распространение получает численное моделирование динамических (2- и 3-мерных) и эволюционных (1–2-мерных) моделей внутр. строения планет. Исследуются структура и интенсивность конвективных течений, вызванных разл. источниками тепла, влияние фазовых переходов и хим. превращений. Для планет земной группы предложены модели дифференциации и фракционирования внутр. оболочек, основанные на ур-ниях баланса потоков вещества с привлечением изотопных данных.

Лит.: Жарков В. Н., Трубицын В. П., Физика планетных недр, М., 1980; Хаббард У., Внутреннее строение планет, пер. с англ., М., 1987; Планетная космогония и науки о Земле. Сб., под ред. В. А. Мажигана, М., 1989.

А. В. Вильямс, В. В. Леонтьев.

ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА — раздел матем. статистики, в к-ром рассматриваются задачи оптимального планирования экспериментов. Набл. изучена след. схема П. э. Измеряется ф-ция $\varphi(x, \theta)$, где θ — вектор неизвестных или известных параметров, x — вектор переменных (факторов), к-рые контролируются экспериментатором. Совокупность значений вектора x , при к-рых проводятся измерения ф-ции $\varphi(x, \theta)$,

наз. планом эксперимента. В связи с планированием выделяют след. типы экспериментов: экстремальный эксперимент, определяющий значения факторов x , при к-рых ф-ция $\varphi(x, \theta)$ (ф-ция отклика) принимает экстремальные значения; эксперимент по проверке справедливости заданной статистической гипотезы — ф-ции $\varphi(x, \theta)$ (дискриминирующий эксперимент); отсеивающий эксперимент, задача к-рого заключается в выделении значимых факторов; имитат. эксперимент, моделирующий изучаемое явление на ЭВМ. В зависимости от типа эксперимента конструируются критерии оптимальности плана эксперимента. Решение соответствующей экстремальной задачи даёт оптимальный план данного эксперимента. Напр., если предполагается справедливой линейная модель экспери-

$$Y_n = \varphi(x_n, \theta) + \varepsilon_n \equiv \sum_{i=1}^k a_i \varphi_i(x_n) + \varepsilon_n,$$

где $\varphi_i(x)$ — заданные ф-ции, ε_n — ошибки измерения, a_i — неизвестные параметры, то D -оптимальным планом наз. набор x_n , $n = 1, \dots, N$, минимизирующий определитель матрицы ошибок параметров a_i .

Лит.: Надилов В. В., Чернова Н. А., Статистические методы планирования экстремальных экспериментов, М., 1965; Надилов В. В., Теория эксперимента, М., 1971; Федоров В. В., Теория оптимального эксперимента, М., 1971; Математическая теория планирования экспериментов, М., 1989.

ПЛАНКА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ (формула Планка) — закон распределения энергии в спектре излучения равновесном при определенной темп-ре T . Выл. впервые выведен М. Планком (М. Planck) в 1900 на основе гипотезы квантования энергии вещества. Планк моделировал вещество совокупностями гармоник, осциллирующих различной частоты ν — резонаторов, испускающих и поглощающих излучение соответствующей частоты. Он предположил, что энергия вещества распределяется по резонаторам каждой частоты ν в виде дискретных порций $h\nu$ — квантов энергии и (h — Планка постоянная). В 1916 А. Эйнштейн (A. Einstein) вывел П. э. к путём рассмотрения квантовых переходов для атомов, находящихся в равновесии с излучением. П. э. и является частным случаем распределения Бозе — Эйнштейна (см. Бозе — Эйнштейн статистика).

П. э. и. даёт спектральную зависимость (зависимость от частоты ν или длины волны $\lambda = c/\nu$) объёмной плотности излучения (энергии излучения в единице объёма) и пропорциональной ей испуск. способности абсолютно чёрного тела $\epsilon = cu/\lambda$ (энергии излучения, испускаемой единицей его поверхности за единицу времени). Ф-ции $u_{\lambda, T}$ и $\epsilon_{\lambda, T}$ (или $u_{\nu, T}$ и $\epsilon_{\nu, T}$), отнесённые к ед. интервала частот (или длин волн), являются универсальными ф-циями от ν (или λ) и T , не зависящими от природы вещества, с к-рым излучение находится в равновесии.

П. э. к. выражается ф-лой

$$u_{\lambda, T} = \frac{4}{c} \epsilon_{\lambda, T} = \frac{8\pi h^3 \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

или

$$u_{\lambda, T} = \frac{4}{c} \epsilon_{\lambda, T} = \frac{8\pi h^3}{\lambda^3} \cdot \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}. \quad (*)$$

Максимум ф-ции (*) с ростом T смещается в сторону малых λ .

Из П. э. и. вытекают др. законы равновесного излучения. Интегрирование по ν (или λ) от 0 до ∞ даёт значения полной объёмной плотности излучения всех частот — Стефана — Больцмана закон излучения:

$$u_T = \int_0^\infty u_{\nu,T} d\nu = aT^4, \text{ где } a = \frac{8\pi^5 h^4}{15c^3 k^4}$$

и полной испуск. способности чёрного тела

$$e_T = \int_0^\infty \epsilon_{\nu,T} d\nu = \sigma T^4, \text{ где } \sigma = \frac{2\pi^5 h^4}{15c^2 k^4}$$

В области больших частот, когда энергия фотона много больше тепловой энергии ($h\nu \gg kT$), П. з. и переходит в *Вина закон излучения*: $u_{\nu,T} = (8\pi^5 h^4 / 15c^3 k^4) \exp(-h\nu/kT)$, в области малых частот ($h\nu \ll kT$) — в *Рэлея — Джинса закон излучения*: $u_{\nu,T} = (8\pi^5 / 15c^3 k^4) kT$. Т. о., эти законы представляют собой предельные случаи П. з. и.

П. з. и. находится в согласии с эксперим. данными, применяя его можно по этим данным вычислить значения h и k . С помощью методов *пирометрии оптической* можно на основе П. з. и. определять темп-ру нагретых тел.

Лит.: Борн М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970; Си вухи и Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 41 — Оптика, М., 1985; Купч. Т. С., *Klein-body theory and the quantum discontinuity*, Oxf., 1978; см. также лит. при ст. *Теплоное излучение*.

М. А. Ельжичев.

ПЛАНКА ПОСТОЯННАЯ (квант действия, обозначается h) — фундаментальная физ. константа, определяющая широкий круг физ. явлений, для к-рых существует дискретность величин с размерностью действия (см. *Квантовая механика*). Введена М. Планком в 1900 при установлении закона распределения энергии в спектре излучения абсолютно чёрного тела (см. *Планка закон излучения*). Наиб. точное значение П. п. получено на основе *Джозефсона эффекта*: $h = 6,626176(36) \cdot 10^{-34}$ Дж·с = $6,626176(36) \cdot 10^{-27}$ эрг·с (на 1977). Чаше пользуются постоянной $\hbar = h/2\pi = 1,0545887(57) \cdot 10^{-34}$ Дж·с, также называемой П. п.

ПЛАНКОВСКАЯ ДЛИНА — величина размерности длины, выражаемая через фундам. физ. постоянные — скорость света c , гравитационную G и постоянную Планка h :

$$l_{Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3} \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см.}$$

Введена в физику М. Планком из соображений размерности. По совр. представлениям, при расстояниях порядка l_{Pl} и промежутках времени порядка планковского, $t_{Pl} = l_{Pl}/c \approx 5,4 \cdot 10^{-44}$ с, перестаёт быть применимо понятие непрерывного пространства-времени, и квантовые флуктуации фундам. метрич. тензора $g_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$) становятся порядка 1. См. *Квантовая теория гравитации*.

И. Д. Новиков.

ПЛАНКОВСКАЯ МАССА — величина размерности массы, выражаемая через фундам. физ. постоянные — скорость света c , гравитационную G и постоянную Планка h :

$$m_{Pl} = \sqrt{\hbar c/G} \approx 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ г.}$$

Введена М. Планком из соображений размерности. Согласно совр. представлениям, при энергии, соответствующей П. м.: $\epsilon_{Pl} = m_{Pl} c^2 \approx 10^{19}$ ГэВ, гравитационное взаимодействие становится сильным и объединяется с тремя др. взаимодействиями — слабым, сильным и электромагнитным. См. *Квантовая теория гравитации, Супергравитация*.

И. Д. Новиков.

ПЛАНКОВСКИЙ ПРОМЕЖУТОК ВРЕМЕНИ — величина размерности времени, выражается через планковскую длину l_{Pl} соотношением $t_{Pl} = l_{Pl}/c \sim 10^{-44}$ с.

ПЛАСТИНКА — твёрдое деформируемое тело, имеющие форму прямой призмы или прямого цилиндра, высота к-рых (толщина П.) мала по сравнению с размерами основания. По очертанию основания П. делится на прямоуг. и круглые, эллипсоидальные и др. Плоскость, делящая пополам их толщину, наз. с р е д и н о й п л о с к о с т ь ю П. Бывают постоянной и переменной толщины; в зависимости от структуры могут

быть изотропными, ортотропными и т. д. П. широко применяются в технике и строительстве как элементы раэл. конструкций и сооружений; в акустике используются в качестве элементов излучателей и приёмников звука, преград в звуковом поле и др.

В зависимости от характера действующих сил различают П., работающие на изгиб при поперечной нагрузке и на растяжение, сжатие или сдвиг при нагрузке, действующей в срединной плоскости.

При деформации изгиба П. получают перемещения (прогибы), нормальные к срединной плоскости. Поверхности, к-рую образуют точки срединной плоскости после деформации, наз. с р е д и н н о й п о в е р х н о с т ь ю. В зависимости от характера напряжённого состояния различают жёсткие, гибкие П. и абсолютно гибкие, или *мембраны*. В случае жёсткой П. можно без заметной погрешности считать срединный слой пёйтральным, т. е. свободным от напряжений. Гибкими наз. П., при расчёте к-рых необходимо наряду с чисто изгибными учитывать напряжения, равномерно распределённые по толщине (мембранные напряжения). В мембранах преобладающими являются напряжения в срединной поверхности; напряжениями же собственно изгиба здесь можно пренебречь.

Металлы П. можно рассматривать как жёсткие, если макс. прогиб не превышает $1/6$ толщины; при прогибе, лежащем между $1/6$ и 5 толщинами П. можно отнести к гибким; наконец, при прогибе, превосходящем 5 толщин П., являются абсолютно гибкими.

В теории жёстких П. используется, как правило, гипотеза прямых нормалей (гипотеза Кирхгофа — Лява), по к-рой любая прямая, нормальная к срединной плоскости до деформации, остаётся и после деформации прямой, нормальной к срединной поверхности. При этом длина волокна вдоль толщины остаётся неизменной. Однако в ряде случаев гипотеза недеформируемых прямых нормалей является неприемлемой. Это относится, напр., к трёхслойным и многослойным П., а также к П., изготовленным из композиц. материалов, когда некие слои получают значит. деформации поперечного сдвига. Одну из моделей деформации П. с учётом поперечного сдвига называют, в отличие от модели Кирхгофа — Лява, моделью Тимошенко.

Рассмотрение деформации П. за пределами упругости ведётся на основе тех или иных *пластичности теорий*: теории малых упрочн. пластич. деформаций, теории течения и др. При решении задач с помощью теории малых упрочн. пластич. деформаций может быть применён метод упругих решений, состоящий в построении ряда последоват. приближений, для каждого из к-рых применяется аппарат упругой задачи. Если поведение материала П. зависит от времени, расчёт ведётся с помощью *ползучести теории*, в частности так рассчитывают конструкции, испытывающие действие высоких темп-р.

В ряде конструкций П. испытывают действие усилий в срединной поверхности. В тех случаях, когда П. в целом или отд. её части подвергаются сжатию или сдвигу, они могут потерять устойчивость (см. *Устойчивость упругих систем*). Соответствующие моменты потери устойчивости критич. напряжения зависят от условий закрепления П. и их жёсткости. В упругой области параметр жёсткости определяется модулем упругости и коэф. Пуассона материала, а также толщиной П. Характерным для тонких П. является то, что при валиции надлежащим образом расположенных подкрепляющих рёбер П. сохраняют способность нести нагрузку и после потери устойчивости.

Для П., испытывающих преобладающие усилия растяжения, а также в ряде др. случаев статич. и динамич. нагружения может иметь место процесс зарождения и развития трещин. Это особенно характерно для П., подвергающихся действию нагрузок, переменных во времени. Соответствующий процесс т. н. установившего разрушения определяется такими факторами, как порядок следования нагрузок, длительность нагружения

на каждом уровне, влияющие внеш. среды, состояние поверхности, масштабный фактор и др. Для подкреплённых П. характерным является то, что развитие трещин зависит от их расположения по отношению к подкреплённым ребрам.

Важнейший класс теорий П. составляют динамич. задачи: изучение собственных, вынужденных, параметрич. колебаний, а также автоколебаний разл. типа, напр. при флаттере. Рассмотрение осн. типов колебаний ведётся с позиций линейной теории для жёстких П. и нелинейных зависимостей, относящихся к гибким и абсолютно гибким П. Большое значение для совр. техники имеет исследование поведения П. при выстр. (динамич.) нагрузках и при действии ударных нагрузок. Несущая способность П. при динамич. приложениях усилий сжатия и сдвига в срединной поверхности оказывается выше, чем при статич. нагрузках. При изучении динамич. устойчивости должны учитываться форма прикладываемых к П. импульсов и их последовательность. При исследовании динамич. задач для П. в ряде случаев должны приниматься во внимание волновые процессы в материале П., связанные с деформациями в срединной поверхности, и силы инерции, отвечающие деформациям сдвига (по модели Тимошенко). Соответствующие ур-ния движения являются гиперболическими.

Широкое развитие в теории и расчёте П. получили, так же как и для оболочек, наряду с аналитическими численными методами, связанные с использованием ЭВМ. К общему понятию П. относятся также т. н. толстые плиты, расчёт к-рых ведётся на основе трёхмерных ур-ний теории упругости.

Лит.: Тимошенко С. П., Вольвоиский К. Кригер С., Пластинки и оболочки, пер. с англ., 2 изд., М., 1966; Бубнов И. Г., Труды по теории пластин, М., 1953; Мольман А. С., Гибкие пластины и оболочки, М., 1956; Стгоже, Иславиная динамика пластин и оболочек, М., 1972; Амбарцумян С. А., Теория анзотропных пластин, М., 1967; Болотин В. В., Новичков Ю. Н., Механика многослойных конструкций, М., 1980. А. С. Волынский.

ПЛАСТИНКИ в акустике — элементы излучателей и приёмников звука, элементы устройств акустоэлектроники, а также звуковых преград и перегородок.

П. толщиной $2h$ могут рассматриваться как изургий волновод, поле в к-ром является совокупностью волн, наз. *нормальными волнами*. В общем случае произвольной частоты ω нормальная волна содержит продольную и поперечную компоненты колеб. смещения, распространяющиеся в толще П. и отражающиеся на её границах. Нормальные волны в П. подразделяются на два класса: *Ламба волны*, у к-рых имеются как продольные, так и поперечные компоненты колеб. смещения, причём последние направлены перпендикулярно плоскости П., и поперечные нормальные волны, обладающие только одной компонентой смещения (отсутствующей в волнах Ламба), лежащей в плоскости П. и перпендикулярной направлению распространения волны. В П. может распространяться определённое конечное число нормальных волн, отличающихся одна от другой фазами и групповыми скоростями, а также распределениями смещений и напряжений по толщине П. Эти распределения должны удовлетворять граничным условиям равенства нулю напряжений на обеих поверхностях П.

Число n узловых точек в распределении напряжений по толщине П. наз. порядком волны. Нормальная волна частоты ω , порядка n может распространяться в П. при условии $\omega > \omega_{кр} = \pi c_1 / h$, где c_1 — фазовая скорость поперечной волны в изотропном твёрдом теле, $c_1 = \sqrt{E/2\rho(1+\nu)}$, E — модуль Юнга, ν — коэф. Пуассона, ρ — плотность материала П., $\omega_{кр}$ — т. н. критич. частота. Число распространяющихся волн тем больше, чем больше значение $\omega h / c_1$. Волна заданного порядка n с частотой $\omega < \omega_{кр}$ не распространяется: в такой волне нет потока энергии, она представляет собой сифазное движение, экспоненциально спадающее в направлении, параллельном плоскости П.

В тонких П. ($\omega h / c_1 \ll 1$) возможно распространение только поперечной волны нулевого порядка, смещения в к-рой по толщине П. одинаковы, а также двух волн Ламба нулевого порядка, первая из к-рых очень похожа на продольную волну в изотропном твёрдом теле (в ней преобладает продольная компонента смещения), а вторая представляет собой *изгибную волну*. При распространении изгибной волны каждый элемент тонкой П. смещается перпендикулярно её плоскости. Примерами изгибных волн в П. являются стоячие волны в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей. Распространяющаяся в тонкой П. изгибная волна малой амплитуды описывается ур-нием

$$\frac{Eh^3}{3(1-\nu^2)}\Delta^2\eta + \rho\frac{\partial^2\eta}{\partial t^2} = 0,$$

где Δ — оператор Лапласа, η — смещение элемента П. от положения равновесия в направлении, перпендикулярном её плоскости.

Для изгибных волн тонкая П. является системой с дисперсией: волны разл. частот распространяются в ней с разл. фазовыми скоростями c_n ,

$$c_n = \sqrt[4]{\frac{Eh^3}{3\rho(1-\nu^2)}}\sqrt{\omega}.$$

Эта скорость много меньше фазовой скорости продольных волн в П. $c_{пр} = c_1\sqrt{(1-2\nu)/(1-\nu^2)}$, где c_1 — скорость продольной волны в изотропной сплошной среде.

Тонкая П. ограниченного размера обладает дискретным набором собств. частот, каждой из к-рых соответствует своя форма колебаний, представляющая систему стоячих волн с той или иной картиной узловых линий, разделяющих части П., колеблющиеся с противоположными фазами (см. *Хабити физурм*). Собств. частоты и формы колебаний зависят от изгибной жёсткости пластины, равной $D = 2Eh^3/3(1-\nu^2)$, её уд. массы $2\rho h$, от размеров и формы П., а также от условий закрепления её краёв. Типичными условиями закрепления краёв являются свободный край, шарнирно опёртый край, заделанный край.

Определение спектра собств. частот в общем случае представляет сложную задачу. Осн. частота может быть определена с помощью метода Рэлея — Ритца. Она составляет, напр., для прямоугольной шарнирно опёртой П. размером $a \times b$ величину

$$\omega_{0,n} = \pi^2\sqrt{Eh^3/3\rho(1-\nu^2)}\left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}\right),$$

а для круглой П. радиуса a , заделанной по краям, величину

$$\omega_{0,n} \approx 0,94\frac{\pi^2}{a^2}\sqrt{\frac{E}{\rho}(1-\nu^2)}.$$

Обертоны осн. частоты круглой П. не являются гармониками.

Вынужденные колебания П. происходят с частотой внеш. воздействия. При её совпадении с одной из собств. частот имеет место *резонанс*.

В процессе колебаний П. излучает звук в прилегающую среду при условии, что

$$\omega > \omega_1 = c_1\sqrt[2]{\frac{3\rho(1-\nu^2)}{Eh^3}},$$

где c_1 — скорость звука в прилегающей среде. При $\omega < \omega_1$ в среде возбуждается лишь ближнее поле, экспоненциально спадающее в направлении, перпендикулярном к плоскости П. Излучение звука демпфирует колебания П. и смещает её собств. частоты.

Волновые явления в П. учитываются при определении звукоизоляции и звуковой прозрачности упругих перегородок. Для описания падения звуковой волны через П. вводит коэф. прохождения плоской волны через П., равный отношению амплитуды прошедшей и па-

дающей волн. Для нормально падающей волны полное прощрача П. толщиной $2h = \lambda c_1/c_2$, где $\lambda = 1, 2, 3$. П. толщиной $2h = \lambda c_1/2a_0$ является согла- дующим элементом между средами с волновыми сопро- тивлениями z_1 и z_2 при условии $\rho c_1 = V \sqrt{z_1 z_2}$ (случай «проектирования» границы раздела сред).

Лит.: С р е т т Д ж. В. (Горд Ралея), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1, М., 1955; Т и м о ш е н к о Г. П., Пластин- ки и оболочка, пер. с англ., М.—Л., 1948; М о р з Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.—Л., 1949; Б р е х о в- с к и х Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; В и к т о р о в И. А., Звуковые поверхностные волны в твердых телах, М., 1981; Т и м о ш е н к о Г. П., Я н г Д. Х., У ч и н е р у., Колебания в инженерном деле, пер. с англ., М., 1985.

С. В. Есеев.

ПЛАСТИЧЕСКИЙ ШАРНИР (шарнир текучести) — высеченная балка, полностью находящаяся в пластич. состоянии. Понятие «П. ш.» приобрело большое значение в связи с исследованием несущей способности стержневых и рамных конструкций. П. ш. возникает в набл. напряжённых сечениях; напр., если шарнирно опёртая балка (рис.) находится под действием сосредоточенной силы Q , то при увеличении этой силы наибольший изгибающий момент возникает в точке, где образуется П. ш. Появление П. ш. уменьшает степень статич. неопределённости конструкции и может сделать её статически определяемой или даже геометрически изменяемой.

Дальнейшее обобщение понятия П. ш. — цилиндрич. шарнир текучести, образующий прямую или кривую линию на поверхности пластины или оболочки.

Лит.: Е р х о в М. И., Теория идеально пластических тел и конструкций, М., 1978; Работин Ю. И., Механика деформируемого твёрдого тела, 2 изд., М., 1988. Д. Д. Илл.

ПЛАСТИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ математическая — наука о пластич. деформированиях тел. П. т. занимается построением матем. моделей пластич. тел, методами определения напряжений и деформаций в пластически деформируемых телах. За исходные положения П. т. принимаются эксперим. данные, и непосредственно она не связана с физ. объяснением свойств *пластичности*. Совр. П. т. в основном связана со свойствами металлов; её применения возможны к таким материалам, как горные породы, лёд и т. д.

Осн. эксперименты по определению пластич. свойств металлов проводятся при испытании на растяжение — сжатие плоского или цилиндрич. образца при одностороннем деформировании тонкостенной цилиндрич. трубки, находящейся под действием растягивающей силы, крутящего момента и внутр. давления. На диаграмме напряжение — деформация (рис. 1) при одностороннем растяжении образца мягкой малуглеродистой стали до точки А деформация является упругими (линейный участок).

Точка А соответствует пределу пропорциональности материала, т. е. макс. напряжению, при к-ром ещё справедлив *Закон Гука*. Набл. напряжение, к-рое может выдержать данный материал, не обнаруживая остаточных деформаций при разгрузке, наз. пределом упругости, или пределом пластичности; он не совпадает с пределом пропорциональности, но обычно их различие в П. т. пренебрегают. После точки А диаграмма становится криволинейной, а на отрезке ВС она имеет горизонтальную площадку, наз. площадкой текучести. Точка В соответствует пределу те-

кучести материала. На площадке текучести деформация возрастает без увеличения напряжений. Начиная с точки С кривая вновь идёт вверх. Если снять нагрузку, то диаграмма разгрузки оказывается прямой MP , параллельной прямой упругого участка. Полная деформация ϵ , соответствующая точке М, состоит из двух частей — упругой ϵ^e и пластической ϵ^p :

$$\epsilon = \epsilon^e + \epsilon^p \quad (\epsilon = ON, \quad \epsilon^e = PN, \quad \epsilon^p = OP). \quad (1)$$

Вторичное приложение растягивающих усилий сопровождается упругим деформированием до достижения растягивающими напряжениями значений, имеющих место в нач. момент разгрузки (прямая PM), т. о., вторичный вывод материала в пластич. область высечен предел упругости. Это явление наз. у п р о ч е н и е м п л и н к л ё н о м. При сжатии диаграмма напряжения — деформация подобна диаграмме растяжения. Однако наклёп материала при растяжении повышает предел упругости при сжатии (т. н. *Баушингера эффект*). При пластич. деформировании возникает анизотропия механич. свойств в разных направлениях и эффект Баушингера — следствие приобретённой пластич. анизотропии.

Эксперименты показывают разнообразие в поведении металлов и др. твёрдых тел при пластич. деформировании. Существенным оказывается влияние скорости нагружения. При повышенной темп-ре (а в нек-рых случаях при комнатной темп-ре) твёрдые тела обнаруживают свойства полужидкости и др. последствия. П. т. идеализирует сложное поведение реальных материалов; для разл. областей применения используются разл. модели пластич. тел. Обычно в П. т. диаграмму напряжения — деформация аппроксимируют схемой (рис. 2),

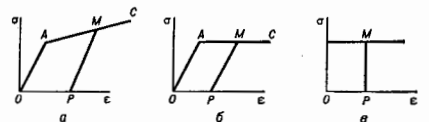


Рис. 2. Идеализированные схемы зависимости $\sigma - \epsilon$: а — упруго-пластический материал с линейным упругим участком; б — идеальный упруго-пластический материал; в — идеальный жесткопластический материал.

состоящей из двух участков: отрезка OA , соответствующего упругому состоянию материала, и отрезка AC , соответствующего состоянию пластичности. Широко используется схема *жесткопластического тела*, где упругими деформациями пренебрегают по сравнению с пластическими (рис. 2, в). Выбор модели пластич. тела состоит в установлении связи между тензорами, определяющими напряжённое и деформиров. состояние материала.

При пластич. деформировании напряжённое и деформиров. состояния материала зависят от последовательности нагружения. Данному напряжённому состоянию могут соответствовать различные пластич. деформации в зависимости от того, какой последовательностью образных состояний оно достигнуто.

Теория пластического течения. В теории пластич. течения устанавливается связь между тензором напряжений σ_{ij} и тензором приращений пластич. деформации de_{ij}^p (или тензором скоростей пластич. деформаций e_{ij}^p). Приращение полной деформации равно сумме приращений упругой и пластич. деформации $de_{ij} = de_{ij}^e + de_{ij}^p$. Предполагается, что упругая часть деформации e_{ij}^e связана с напряжённым законом Гука. Теория пластич. течения характеризуется неголономным видом связи между напряжениями и деформациями. Термин «течение» в П. т. имеет смысл, отличный от течения, напр., вязких жидкостей: соотношения теор-

Точка А соответствует пределу пропорциональности материала, т. е. макс. напряжению, при к-ром ещё справедлив *Закон Гука*. Набл. напряжение, к-рое может выдержать данный материал, не обнаруживая остаточных деформаций при разгрузке, наз. пределом упругости, или пределом пластичности; он не совпадает с пределом пропорциональности, но обычно их различие в П. т. пренебрегают. После точки А диаграмма становится криволинейной, а на отрезке ВС она имеет горизонтальную площадку, наз. площадкой текучести. Точка В соответствует пределу те-

рий пластич. течения не зависит от времени и при фиксиров. нагрузках изменение деформирования пластич. тел не происходит (в противном случае имеет место *ползучесть материала*).

В П. т. используется понятие пространства напряжений. В шестимерном пространстве напряжений П декартовы координаты соответствуют компонентам тензора напряжений σ_{ij} . Любому напряжённому состоянию в пространстве П соответствует вектор напряжения σ с компонентами σ_{ij} . В пространстве П определяется поверхность нагружения Σ , ограничивающая все упругие состояния данного элемента тела (т. е. все состояния, к-рые могут быть достигнуты из начального без приобретения остаточных деформаций). Напряжённые состояния, соответствующие точкам поверхности нагружения Σ , соответствуют пределам текучести при сложном напряжённом состоянии. При изменении напряжённого состояния поверхность нагружения изменяет свою форму.

Из опыта известно, что материал, находящийся в любом напряжённом состоянии, можно деформировать, не сообщая ему остаточных деформаций (упругая разгрузка). Поэтому поверхность Σ при изменении своей формы меняется так, что всё время проходит через конец вектора напряжений σ . Если для нек-рого материала напряжённые состояния меняются от σ_1 до σ_2 (рис. 3), то поверхность нагружения занимает соответ-

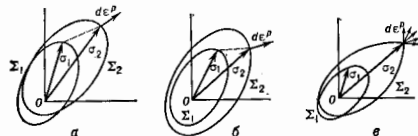


Рис. 3. Изменение поверхности нагружения при изменении напряжённого состояния от σ_1 до σ_2 ; а и б — поверхности нагружения остаются гладкими; $d\sigma^p$ — вектор приращения пластич. деформации (ортогональный к поверхности нагружения, согласно ассоциированному закону); в — поверхность нагружения приобретает угловую точку, стрелки ограничивают возможные направления вектора приращения пластической деформации (согласно обобщённому ассоциированному закону пластического течения).

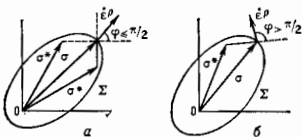


Рис. 4. а — вектор $\dot{\epsilon}^p$ ортогонален к поверхности нагружения; для любых σ^* неравенство Мизеса выполняется; угол между векторами $\sigma - \sigma^*$ и $\dot{\epsilon}^p$ меньше или равен $\pi/2$; б — вектор $\dot{\epsilon}^p$ неортогонален к поверхности нагружения. Найдётся такое σ^* , при котором неравенство Мизеса не выполняется; угол между векторами $\sigma - \sigma^*$ и $\dot{\epsilon}^p$ больше $\pi/2$.

ственно положения Σ_1 и Σ_2 . При изменении поверхности нагружения так, как показано на рис. 3(а), увеличение предела текучести в одном направлении приводит к понижению его в противоположном направлении. Если поверхность Σ_2 включает в себя поверхность Σ_1 (рис. 3(б)), то пределы текучести увеличиваются во всех направлениях. При этом поверхность Σ_2 может оставаться гладкой (рис. 3,а,б) или приобретать угл. точку.

Аналитич. выражение поверхности нагружения можно записать в виде $f = 0$. Ф-ция f наз. ф-цией нагружения и может зависеть от компонент напряжений, пластич. деформаций, разл. параметров, связанных с процессами нагружения неголомными дифферен-

циальными или функциональными соотношениями, и др.

Соотношения связи $d\dot{\epsilon}_{ij}^p - \sigma_{ij}$ формулируются обычно на основе принципа (постулата) максимума Мизеса: для фиксиров. точки поверхности Σ и действит. компонент скорости пластич. деформации $\dot{\epsilon}_{ij}$ имеет место неравенство $\sigma_{ij}\dot{\epsilon}_{ij}^p \geq \sigma_{ij}\dot{\epsilon}_{ij}$, где σ_{ij} — компоненты действительного напряжённого состояния, а σ_{ij}^* — компоненты любого возможного напряжённого состояния, т. е. лежащего внутри или на поверхности Σ . Из принципа Мизеса следуют невозможность поверхности нагружения и ассоцииров. закон течения, определяющий ортогональность вектора $\dot{\epsilon}^p(\dot{\epsilon}_{ij}^p)$ и поверхности Σ (рис. 4).

Аналитич. выражение связи $d\dot{\epsilon}_{ij}^p - \sigma_{ij}$, определяемое ассоцииров. законом пластич. течения, имеет вид

$$d\dot{\epsilon}_{ij}^p = h \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij}, \quad (2)$$

где f — ф-ция нагружения, к-рая в этом случае наз. пластическим потенциалом. Для поверхности нагружения с особенностями (угл. точки, рёбра и т. п.) имеет место теория обобщённого пластич. потенциала и обобщённого ассоцииров. закона течения.

В основу построения П. т. наряду с определением ф-ций нагружения и принципом Мизеса, согласно которому варьируются компоненты напряжения (статич. подход), возможно построение П. т., исходящее из определения диссипативной ф-ции $D(\dot{\epsilon}_{ij}^p) = \sigma_{ij}\dot{\epsilon}_{ij}^p$ и принципа Овсагера, при к-ром варьируются компоненты скорости пластич. деформации (кинематич. подход). Оба подхода построения П. т. эквивалентны.

Теория идеальной пластичности. В П. т. наиб. развития теория идеальной пластичности. Для идеального пластич. тела поверхность нагружения Σ фиксирована, в этом случае Σ наз. поверхностью пластичности или текучести. Упр-ные поверхности пластичности (текучести) имеет вид $f(\sigma_{ij}) = 0$ и наз. условием пластичности (текучести). Соотношение плоской задачи теории идеальной пластичности даны А. Сен-Венаном (А. Saint-Venant, 1871), использовавшим условие пластичности макс. касательного напряжения: $\tau_{\max} = k$, где k — константа материала. В этом случае

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} = 0; \quad (3)$$

$$(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2 = 4k^2; \quad (4)$$

$$\frac{\dot{\epsilon}_x - \dot{\epsilon}_y}{\sigma_x - \sigma_y} = \frac{\dot{\epsilon}_{xy}}{\tau_{xy}}, \quad \dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y = 0; \quad (5)$$

$$\dot{\epsilon}_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \dot{\epsilon}_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \dot{\epsilon}_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad (6)$$

где (3) — ур-ния равновесия; (4) — условие пластичности; (5) — условие изотропии, утверждающее совпадение гл. осей тензоров напряжений и скоростей пластич. деформаций; условие несжимаемости; (6) — ф-лы Коши, связывающие компоненты скорости деформации с компонентами скорости перемещений u, v . Характерной особенностью является замкнутость системы трёх ур-ний (3 и 4) относительно трёх неизвестных компонент напряжений $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$. В этом смысле задача является статически определённой. Ур-ния (3 и 4) принадлежат к гиперболич. типу, ортогональные характеристики совпадают с линиями скольжения (линии разрыва скоростей перемещений), наблюдаемыми экспериментально.

В теории идеальной пластичности наряду с условием макс. касательного напряжения используются разл. условия пластичности.

Построение теории идеальной пластичности в общем случае с единым матем. аппаратом (ур-ния гиперболич.

типа) имеет место при использовании условия пластичности макс. касательного напряжения и обобщённого ассоциированного закона пластич. течения.

Для ребра призмы Треска, интегрирующей в пространстве напряжений *пластичности условие* Треска, имеет место выражение

$$(\sigma_x - \sigma \pm z/3k)\tau_{xy} = \tau_{xy}\tau_{xz} \quad (7)$$

Система шести ур-ний: трёх ур-ний равновесия и трёх ур-ний (7) [недостающие два получаются из (7) круговой перестановкой индексов (x y z)] относительно шести неизвестных компонент напряжений σ_{ij} , как и в плоском случае, является статически определяемой.

Согласно теории обобщённого пластич. потенциала, любое деформиров. состояние может соответствовать ребру призмы Треска.

На основе модели *идеально-пластического тела* развиты теории технол. задач обработки металлов давлением, несущей способности конструкций оптимального протравливания, приспособляемости, динамики упругопластич. и жёсткопластич. тела и др.

Модели пластических сред. Обобщением теории идеальной пластичности для упрочняющегося материала является теория трансляц. упрочнения (А. Ю. Ишлинский), согласно к-рой происходит смещение поверхности пластичности как твёрдого целого в пространстве напряжений в зависимости от роста пластич. деформации:

$$(\sigma_{ij} - c\epsilon_{ij}^p)(\sigma_{ij} - c\epsilon_{ij}^p) = 6k^2 \quad (k, c = \text{const}). \quad (8)$$

Компоненты $S_{ij} = c\epsilon_{ij}^p$ в (8) могут интерпретироваться как внутр. упругие микронапряжения. Теория трансляц. упрочнения описывает эффекты приобретённой анизотропии и связанный с ней эффект Баушингера.

Существуют разн. подходы к описанию поведения упрочняющихся пластич. тел. Теории скользящих рассматривают материал как поликристалл, агрегат с равновероятным распределением форм и размеров зёрен в элементарном объёме тела, в к-ром выделяются преимуществ. линии скользящих. Вклад от поверхности скользящих в пластич. деформирование определяется в нек-рой интегральной форме. Подобные теории могут быть описаны в рамках теории обобщённого пластич. потенциала.

Деформационные теории пластичности. При активном простом (пропорциональном) нагружении соотношения теории малых упругопластич. деформаций (А. А. Ильюшин, 1943) имеют вид

$$\sigma_x - \sigma = \frac{2}{3} \frac{\sigma_u}{\epsilon_u} (\epsilon_x - \epsilon), \quad \tau_{xy} = \frac{\sigma_u}{\epsilon_u} \epsilon_{xy}; \quad (9)$$

$$\sigma_u = \Phi(\epsilon_u), \quad \sigma = 3K\epsilon, \quad K_x = \text{const}, \quad (10)$$

где

$$\sigma_u = \sigma_{ij}/3, \quad \epsilon = \epsilon_{ij}/3, \quad \sigma_u = (\sigma_{ij}\sigma_{ij})^{1/2},$$

$$\epsilon_u = (\epsilon_{ij}\epsilon_{ij})^{1/2}, \quad \sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma,$$

$$\epsilon'_{ij} = \epsilon_{ij} - \delta_{ij}\epsilon.$$

Согласно (9), векторы *девиаторов напряжений* и *девиаторов деформаций* коллинеарны. Соотношения (10) определяют функциональную зависимость модулей этих векторов, пропорциональность изменения объёма среднему давлению.

Сравнит. простота соотношений теории малых упругопластич. деформаций позволила получить ряд важных результатов при расчётах на прочность и устойчивость деталей конструкций (труб, стержней, пластин, оболочек), дать методы определения динамики напряжений при продольном ударе стержней и т. д.

Теория упругопластических процессов. В теории сложного непростого, непропорционального нагружения (Ильюшин) аналогично пространству напряжений

вводится пятимерное пространство девиатор деформаций ϵ'_{ij} . В процессе деформирования вектор девиатора деформации описывает кривую, наз. траекторией деформации, внутр. геометрия к-рой описывается четырьмя кривизнами k_i , определяющими т. н. репер Френе, и пятью единичными векторами ν_i .

Параметрами, характеризующими процесс деформации, являются: ориентация траектории, её внутр. геометрия (кривизна), скорость деформации, др. механич. и термодинамич. параметры, заданные как ф-ция длины дуги. Вектор напряжений σ определяется модулем $|\sigma| = \sigma_u$ и углами ориентации θ_k :

$$\sigma = \sigma_u \sum_{k=1}^4 p_k \cos \theta_k. \quad (11)$$

Для определения соотношений связи (11) устанавливаются зависимости величин σ_u, θ_i (где $i = 1, \dots, 5$) от параметров произвольного процесса деформации.

Согласно постулату изотропии, для изотропного материала модуль вектора напряжений и углы его ориентации в репере Френе однозначно определяются изменением параметров процесса от его начала до текущего момента, т. е. они являются функциями, порожаемыми ф-циями k_i и др. параметров. Полное определение функционало. пластичности по данным опыта чрезвычайно затруднительно, и пока предложены способы построения лишь части из них.

Другое свойство пластичности изотропного материала отражает принцип заглаживания: значения углов ориентации вектора напряжений в репере Френе зависят от изменения кривизны не на всей предшествующей траектории деформации, а на последней её части, длина к-рой, характерная для данного материала, наз. следом заглаживания. Это свойство позволило выделить нек. типы процессов (простой деформации, малой кривизны и т. п.), для к-рых соотношения между напряжениями и упругопластич. деформациями устанавливаются конкретно и не содержат *функционалов*.

Идеи теории упругопластич. процессов реализуются в т. н. эндохронных теориях, использующих зависимость напряжения — деформации в виде функционала.

Лит.: Соколовский В. В., Теория пластичности, 3 изд., М., 1949; Прагер В., Ходж Ф., Теория идеальной пластичности, пер. с англ., М., 1956; Хилл Р., Математическая теория пластичности, пер. с англ., М., 1956; Ильяшин А. А., Новожилков В. В., Теория пластичности, учитывающая остаточные микронапряжения, «ИММ», 1958, т. 22, с. 78; Ильяшин А. А., Пластичность. Основы общей математической теории, М., 1963; Ильяшин А. А., Биковцев Г. И., Теория упрочняющегося пластического тела, М., 1971; Ревуцкий А. Ф., Чанышев А. И., Шемляк И. Е., Математическая модель упругопластических тел, в сб.: Актуальные проблемы вычислительной математики и математического моделирования, Новосибир., 1985. Д. Д. Исаев.

ПЛАСТИЧНОСТИ УСЛОВИЕ (текущее условие) — соотношение матем. пластичности теории, определяющее границу, отделяющую область пластического (точнее, упругопластического) состояния материала от области его упругого состояния. При выплнении П. у. в материале начинают возникать остаточные деформации. П. у. записывается в виде $f(\sigma_{ij}) = 0$, где σ_{ij} — компоненты тензора напряжений. Для изотропного тела П. у. — ф-ция инвариантов тензора напряжений.

Установление П. у. — одна из осн. задач экстрем. работ, посвящённых феноменологии теории пластичности. При экстрем. определении П. у. изучается однородное напряжённое состояние (состояние, при к-ром напряжения и деформации одинаковы во всех точках тела), и-рое реализуется в ср. части растягиваемых круглых или плоских образцов, а также при деформировании тонкостенных трубок, находящихся под действием растягивающей силы P , внутр. давления p и крутящего момента M (рис. 1). В др. случаях (плоское деформиров. состояние, пространственное напряжённое состояние и др.) П. у. подтверждается лишь косвенно при сравнении теоретич. и экстрем. значений П. у.,

полученных при нагружении и разгрузке неоднородно напряжённых пластич. тел.

Для металлов наиболее применимы П. у. Треска (Н. Tresca, 1864) и Мизеса (R. Mises, 1913). Согласно П. у. Треска, пластич. деформация в точке тела возникает, когда макс. касательное напряжение τ_{\max} достигает нек-рого предельного значения $\tau_{\max} = k = \text{const}$. Поскольку τ_{\max} равно одной из полуосей гл. напряжений $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, то П. у. Треска записывается в виде

$$|\sigma_1 - \sigma_2| \leq 2k, \quad |\sigma_2 - \sigma_3| \leq 2k, \quad |\sigma_3 - \sigma_1| \leq 2k. \quad (*)$$

Если за оси координат выбрать $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, то каждая точка этого пространства отвечает определённому напряжённому состоянию точек тела. Все напряжённые состояния точек тела, удовлетворяющие неравенствам (*), находятся в пространстве гл. напряжений $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ внутри нек-рой шестигранной призмы, т. е. призмы Треска (рис. 2). Геом. П. у. Треска утверждает, что пластич. деформация в точке тела возникнет в случае, если напряжённое состояние этой точки будет лежать в пространстве гл. напряжений на призме Треска.



Рис. 1. Схема деформирования тонкостенной трубы.

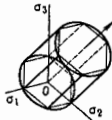


Рис. 2. Призма Треска и цилиндр Мизеса.

Согласно П. у. Мизеса, пластич. деформация возникает, когда интенсивность касат. напряжений τ_1 достигает нек-рой пост. величины $\tau_1 = k = \text{const}$. П. у. Мизеса записывается через главные напряжения в виде

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 6k^2$$

и изображается в пространстве гл. напряжений цилиндром Мизеса, описанным около призмы Треска.

Оба П. у. — Треска и Мизеса — дают мало отличающиеся результаты, т. е. их отношение заключено в близких пределах $0,816 \leq \tau_1/\tau_{\max} \leq 0,941$. В конкретных случаях обычно выбирают тем из них, к-рое упрощает матем. решение задач. Различие между П. у. Треска и Мизеса может быть наглядно продемонстрировано на примере плоского напряжённого состояния (одно из гл. напряжений равно нулю), когда П. у. Треска и Мизеса изображаются соответственно шестугольником и эллисом (рис. 3).

Рис. 3. Шестугольник Треска и эллипс Мизеса для плоской задачи. При пропорциональном нагружении $\sigma_2/\sigma_1 = \lambda, \lambda = \text{const}$; напряжённое состояние изображается точками прямой OL ; равнина в условиях пластичности Треска и Мизеса изображается отрезком KL .

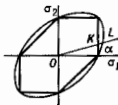


График зависимости напряженности — деформация.

П. у. может быть рассмотрено в качестве пластич. потенциала. В этом случае П. у. определяет, согласно ассоциирован. закону пластич. течения (см. Пластичности теории), связь между компонентами приращений деформации и напряжениями.

Лит.: Соколовский В. В., Теория пластичности, 2 изд., М., 1969; Ивашкин Л. А., Пластичность, ч. 1, М. — Л., 1948; Работнов Ю. П., Механика деформируемого твердого тела, 2 изд., М., 1988. Д. Д. Исаев.

ПЛАСТИЧНОСТЬ — свойство твёрдых тел необратимо деформироваться под действием механич. нагрузок. Отсутствие или незначит. П. наз. *хрупкостью*. Пластич. деформации испытывают детали конструкций и сооружений, заготовки при обработке давлением (прокатке, штамповке и т. п.), пласти земной коры и др. объекты. Учёт П. позволяет определять запасы прочности, деформируемости и устойчивости, расширять возможности создания конструкций мин.

веса. В ряде совр. конструкций П. обеспечивает их наиб. рациональное функционирование, надёжность и безопасность, снижает *концентрацию напряжений* и поэтому повышает сопротивляемость тел ударным и усталостным нагрузкам.

При растяжении цилиндрич. образца (одноосное напряжённое состояние) обнаруживают предел упругости σ_y ; при напряжениях $\sigma \leq \sigma_y$ деформация е обратима (упругая) и связана с о Гюка законом $\sigma_y = E\epsilon$ (E — модуль Юнга). При дальнейшем увеличении растягивающей силы связь между о и ϵ становится нелинейной и необратимой (рис.). Возрастание σ с увеличением ваз. деформат. упрочением е. При разгрузке от напряжения $\sigma > \sigma_y$ (точка М) зависимость о от ϵ изображается отрезком MN, параллельным нач. участку упругости OA. Часть деформации $\epsilon^e = NM_1 = \sigma_y/E$ — упругая (обратимая). Отрезок $\epsilon^p = ON$ — остаточная, или пластич. деформация, к-рая неизменна при разгрузке и возрастает при непрерывном нагружении OAB и при повторной нагрузке после достижения напряжения σ , с к-рого была проведена разгрузка.

При одноосном растяжении П. материала оценивается величиной удлинения, измеренной в момент разрушения. При растяжении пластичных материалов разрушение цилиндрич. образца предшествует потере устойчивости — равномерные удлинения и уменьшение поперечного сечения сменяются образованием т. в. шейки, к-рая представляет собой деформацию относительно небольшого участка образца. Такая локальная деформация оценивается величиной относит. уменьшения сечения $\psi = (\psi_0 - \psi_k)/\psi_0$ (ψ_0 — нач. сечение образца, ψ_k — сечение образца в шейке в момент разрушения). Наступление потери устойчивости материала зависит от чувствительности напряжения пластич. течения материала к скорости деформирования.

При сложном напряжённом состоянии пластич. деформация появляется впервые, когда становится $\sigma_a \geq \sigma_y$ (где σ_a — интенсивность напряжений), т. е. в условиях Генки — Мизеса, или когда наибольшее касат. напряжение $\tau_{\max} \geq \tau_y$ (где τ_y — предел упругости при сдвиге) — условия е Треска — Сен-Венана. При этом тензор деформации $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^p$, где тензор упругой деформации ϵ_{ij}^e связан с напряжениями обобщённым законом Гюка, а тензор пластич. деформации ϵ_{ij}^p характеризует деформацию, к-рая сохраняется в окрестности рассматриваемой точки, когда все компоненты тензора напряжений σ_{ij} при разгрузке обращаются в нуль.

Типичной является неоднозначность зависимости между напряжениями и упругопластич. деформациями: значения напряжений зависят не от текущих (мгновенных) значений деформации, а от того, в какой последовательности пло их изменение до достижения текущих значений, т. е. от процесса деформации.

П. зависит от свойств материала — от характера межатоомных связей, хим. и фазового состава, кристаллич. структуры и микроструктуры, а также условий деформирования — тем-ры, величин и схемы приложенных сил (напряжённого состояния), скорости их приложения. П. не является физ. или механич. константой материала, а отражает его состояние.

Для оценки П. материалов в конкретных условиях обработки давлением (прокатка, ковка, штамповка, прессование и др.) пользуются различными технol. пробами (число оборотов до разрушения при скручивании; угол загиба и кол-во перегибов; глубина погружения стандартного шарика в листовую материал —

проба Эриксона; ударная вязкость и др.). Связь между такими пробями и характеристиками, к-рые получают при стандартных механич. испытаниях, найти не всегда просто.

Лит.: В е р и т ш е й н М. П., З а й м о в с к и й В. А., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1979; П о л у х и н П. И., Г о р е л и к С. С., В о р о н ц о в В. К., Физические основы пластической деформации, М., 1982; К а в б и ц и в О. А., Сверхпластичность промышленных сплавов, М., 1984.

В. М. Розенберг.

ПЛАСТИЧНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ — свойство кристаллич. твёрдых тел необратимо менять свои размеры и форму в поле механич. напряжений. Повитие П. к. многозначно, оно включает в себя силовые и геом. характеристики. Основой является величина предельной деформации до разрушения ϵ_k . Если ϵ_k велика, кристалл считается высокопластичным (вязким), если мала — малопластичным (хрупким, ломким). При данном ϵ_k свойства П. к. усиливаются с уменьшением деформирующего напряжения: чем оно меньше, тем легче осуществляется необратимое формоизменение кристалла, тем более он пластичен.

П. к. определяется микромеханизмами элементарных актов пластич. деформации и упрочнения, а также закономерностями эволюции дефектной структуры в ходе продолжающегося нагружения. Обычно в кристаллах одновременно действуют неск. микромеханизмов пластич. деформации. Вклад их неравноценен и в зависимости от того, какой из них преобладает, П. к. подразделяют на дислокационную, деформ. двойникования, пластичность ирреверсаии, межзёрненую, диффузионную и краудоновую.

Дислокационная пластичность — наиб. распространённый и типичный вид пластичности кристаллич. твёрдых тел в широком диапазоне температурно-скоростных и силовых режимов нагружения. Осуществляется посредством зарождения и перемещения дислокаций (рис. 1). При низких и умеренных тем-рах дислока-



Рис. 1. Однородное распределение дислокаций на ранних стадиях пластической деформации.

ции скользят вдоль плотноупакованных атомных плоскостей, сдвигая при этом соприкасающиеся части кристалла на вектор Бюргера b . Макроскопич. формоизменение кристалла происходит вследствие наложения множества подобных микросдвигов, так что тензор скорости пластич. деформации равен

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{2} \sum_p (\rho v)_p (nb + bn),$$

где ρ — плотность подвижных дислокаций, v — их скорость, n — нормаль к плоскости скольжения, p — номер действующей системы скольжения. Подвижность дислокаций в диапазоне скоростей, много меньших скорости звука, резко зависит от действующих на них сил, в результате чего из всех возможных кристаллографически эквивалентных систем скольжения реальный вклад в пластич. деформацию дают те, у к-рых максимальны приведённые сдвиговые напряжения. Дислокац. П. к. обладает ярко выраженной анизотропией. Деформирующее напряжение, предельная деформация до разрушения и др. её характеристики существенно

зависят от ориентации кристаллич. решётки относительно гл. осей тензора напряжений σ .

Скорость движения дислокации определяется скоростью термически активируемых атомных перестроек, происходящих в её ядре и направляемых полем σ . По этой причине дислокац. П. к. чувствительна к типу межатомной связи. Чем слабее выражена её ковалентная составляющая, чем меньше локализованы электронные незаполненные оболочки, тем легче совершаются атомные перестройки, тем выше П. к. Наиболее пластичны металлы, наименее — ковалентные кристаллы. Кристаллы с ионной межатомной связью занимают промежуточное положение. Значит, роль играют и величина энергии связи кристалла и характер связи. Увеличение энергии связи затрудняет протекание термически активируемых процессов, снижает дислокац. П. к.

Симметрия кристалла и его атомная упаковка определяют кол-во и распределение систем скольжения, возможные варианты расщепления дислокаций, строение их ядра, величину вектора Бюргера и др. параметров, от к-рых зависит П. к. Кристаллы кубич. симгонии наиб. пластичны. Переход к средним и низким категориям симметрии, равно как и усложнение элементарной ячейки, увеличение в её базе числа и типов атомов, появление сверхструктур коррелируют со снижением показателей П. к. В том же направлении действуют уменьшение плотности упаковок. Напр., переход от гранецентрированной к объёмноцентриров. модификации кубич. кристаллов сопровождается радикальным изменением их пластичности в низкотемпературной области. Для металлов с гранецентрированной кубич. (ГЦК) решёткой типична слабая температурная зависимость П. к. (рис. 2). В интервале гомологич. тем-р $0,01 \leq \theta \leq T/T_m \leq 0,5$ предельная деформация до разрушения ϵ_k слегка увеличивается, а предел текучести σ_T падает (T_m — тем-ра плавления). У металлов



Рис. 2. Схематическое изображение зависимости от гомологической температуры θ предельной деформации ϵ_k , предела текучести дислокационной пластичности σ_T и пластичности деформационного двойникования σ^d для кристаллов с ОЦК (сплошная линия) и ГЦК (штриховая линия) решётками.

с объёмноцентрированной кубич. (ОЦК) решёткой характеристики пластичности ведут себя иначе. Плавное изменение ϵ_k и σ_T наблюдается у них только при $\theta \geq 0,2$. В области низких тем-р предел текучести с уменьшением θ резко возрастает, а предельная деформация до разрушения падает практически до нуля. Такое изменение механич. свойств кристаллов с ОЦК решёткой наз. в вязко-хрупким переходом; он происходит в узком интервале гомологич. тем-р $0,1 \leq \theta \leq 0,2$ и сопровождается значит. уменьшением энергоёмкости разрушения и сменой микромеханизмов разрушения. В вязком состоянии металлы с ОЦК решёткой разрушаются также же, как и с ГЦК решёткой, — за счёт зарождения, пластич. подрастания и объединения микророл. Это приводит к формированию на поверхности раскрывшейся макротрещины характерной микрофотографии рельефа, т. н. чашечного излома (рис. 3). В хрупком состоянии металлы с ОЦК решёткой разрушаются сколом, за счёт отрыва по плоскости спайности (рис. 4). Явление хладноломкости металлов с ОЦК решёткой имеет большое практич. значение, поскольку может оказаться причиной катастрофич. разрушений при повышении тем-ры эксплуатации. Это необходимо учитывать при проектировании изде-

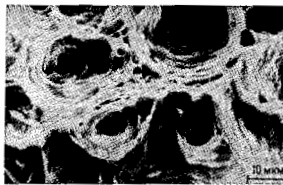


Рис. 3. Микрофотография поверхности излома кристалла молибдена при вязком разрушении.

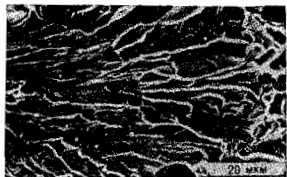


Рис. 4. Микрофотография поверхности излома кристалла железа при хрупком разрушении.

лий из металлов с ОЦК решёткой, работающих в интервале темп-р вязко-хрупкого перехода.

Пластичность деформационного двойниковогоания. В тех случаях, когда подвижность дислокаций затруднена, пластич. формоизменение кристалла может реализовываться посредством деформ. двойниковогоания. Под действием напряжений в нём возникают и развиваются двойники деформации — замкнутые, испытывающие значит. формоизменение микробъемы, кристаллич. решётка к-рой по отношению к матрице имеет двойниковую сопряжённую ориентацию. Механизм роста деформ. двойников заключается в последоват. прохождении частичных дислокаций с одним и тем же вектором Бюргерса вдоль атомных плоскостей, параллельных кристаллографической выделенной плоскости двойниковогоания. Характеристики пластичности двойниковогоаногося кристалла, так же как и при дислокац. П. к., реак. анизотропны.

Деформ. двойниковоание часто встречается у кристаллов средней и нижней категорий симметрии, имеющих сложные многоатомные элементарные ячейки, выражённую ковалентную составляющую межатомной связи. Наблюдается оно и у металлов. В металлах с гексагональной плотнупакованной решёткой (Гекс. ПУ) деформ. двойниковоание связано с ограниченным набором действующих систем скольжения. Во мн. кристаллах гексагональной сингонии при низких темп-рах векторы Бюргерса дислокаций лежат в плоскости базиса. Такие дислокации не в состоянии осуществить сдвиг материала в направлении, перпендикулярном плоскости базиса. Если же он геометрически необходим, то произвести его может лишь независимая мода деформации, к-рой и является двойниковоание. Даже в пластичных металлах с Гекс. ПУ решёткой, таких, как α — Ti, двойниковоание наблюдается на самых ранних этапах пластич. деформации (рис. 5).

В металлах с ОЦК решёткой причиной деформ. двойниковогоания является резкая температурная зависимость предела текучести σ_d дислокац. пластичности. При низких темп-рах сопротивление движению дислокаций столь велико, что они оказываются практически неподвижными. Температурная зависимость деформ. двойниковогоания более полого, поэтому всегда существует область темп-р, где оно предпочтительнее (рис. 2).

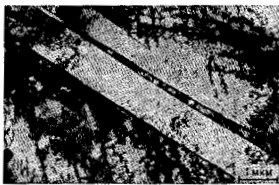


Рис. 5. Двойники деформации α — Ti при $\epsilon = 0,1$.

Характерная темп-ра Θ_d , ниже к-рой реализуется деформ. двойниковоание, а выше — дислокац. пластичность, находится в области хрупких состояний металлов с ОЦК решёткой, так что деформ. двойниковоание в них — типичный признак малопластичных материалов.

В металлах с ГЦК решёткой деформ. двойниковоание встречается у материалов с низкой зернистой дефекта упаковки, причём только на поздних стадиях пластич. течения. Причиной его служит монотонно нарастающее упрочнение плоскостей скольжения, при нек-рой деформации ϵ_d оно достигает такой величины, при к-рой дальнейшее перемещение дислокаций по ним становится невозможным. Поскольку из-за сильного расщепления ядер выход дислокаций в другую плоскость запрещён, дислокац. П. к. при $\epsilon > \epsilon_d$ исчезает. На смену ей приходит деформ. двойниковоание.

Пластичность превращения обусловлена тем, что в момент структурного фазового перехода кристаллич. решётка исходной фазы в области, непосредственно прилегающей к межфазной границе, теряет устойчивость и атомы там легко перестраиваются из одной конфигурации в другую под действием внутр. термодинам. стимулов. Пластич. свойства кристалла при этом испытывают скачкообразное изменение: предел текучести аномально снижается, предельная деформация до разрушения увеличивается. Конкретный микромеханизм движения межфазной границы диктуется специфичной переходом. При нормальных аллотропич. превращениях — это некоррелиров. диффузионные перестройки, при *мартенситном превращении* — кооперативные (сдвиговые) перемещения больших групп атомов. В последнем случае микробъемы кристалла претерпевают собств. деформацию превращения, а кристаллич. решётка новой фазы оказывается связанной с решёткой исходной фазы определённым ориент. соотношением. В отсутствие напряжений любой из кристаллографически эквивалентных вариантов ориент. соотношений реализуется с равной вероятностью. В результате макроскопич. объём, включающий в себя много зародившейся новой фазы, в целом превращение не имеет своей формы. В нагруженном кристалле положение иное. Предпочтительными становятся те зародившиеся новой фазы, к-рые отвечают ориент. соотношениям, обеспечивающим лучшее соответствие собственной и вынужденной деформации. Пластичность превращения в таких кристаллах определяется суперпозицией собств. необратимых деформаций превращения всех его микробъемов. Она тем больше, чем сильнее сказывается ориентирющее влияние приложенных напряжений, чем больше число кристаллографически эквивалентных вариантов превращения, чем значительнее собств. деформация, чем легче соблюдаются условия сопряжения на межфазных границах и границах стыкующихся объёмов новой фазы.

Диффузионная пластичность осуществляется посредством направленной миграции по объёму и поверхности кристалла точечных дефектов кристаллич. решётки — вакансий и межузельных атомов. Те и другие зарож-

даются и аннигилируют на свободных поверхностях, межфазных и межзеренных границах, на дислокациях. Вакансии преим. образуются в растянутых областях, откуда мигрируют в области сжатия. Диффузионный поток межзеренных атомов идёт в обратном направлении. Диффузионная П. к. заметна лишь при высоких гомологич. темп-рах ($\Theta \geq 0,5$). В области низких и умеренных темп-р она проявляется только в спец. условиях, напр. при корпускулярном облучении кристалла, когда в нём возникает большая концентрация неравновесных вакансий и межзеренных атомов. При диффузионной П. к. предел текучести, ирреversible деформация до разрушения, др. пластич. характеристики с высокой степенью точности изотропны и не зависят от ориентации кристаллич. решётки относительно гл. осей тензора напряжений.

Осп. вклад в диффузионную П. к. дают вакансии, т. к. энергия их образования существенно меньше, чем энергия образования межзеренных атомов. Если в узлах решётки располагаются атомы разных сортов, вакансии могут образовывать с нек-рыми из них связанные состояния, комплексы «вакансия — атом», и мигрировать по кристаллу в составе таких комплексов. Этот эффект затрудняет диффузионную П. к., причём в случае образования малоподвижных комплексов очень сильно. Кроме того, он приводит к пространственному перераспределению атомов: те из них, что входят в состав комплексов, сегрегируют на вакансионных стоках, затягиваются в области сжатия, уходят из растянутых областей.

Краудинная пластичность. В резко неоднородных полях больших сжимающих напряжений при низких гомологич. темп-рах в областях высокосовершенной кристаллич. структуры могут возникать динамич. краудинон — одномерные ступени в цепочках атомов, расположенных вдоль плотнотуплоуправных направлений. Зарождение и распространение их по кристаллу лежит в основе краудинной П. к. Прогресс динамич. краудинон невелик — они эффективно удерживаются даже на незначит. отклонениях атомов из узлов кристаллич. решётки. По этой причине краудинная П. к. охватывает локальные области кристалла. Обычно её наблюдают вблизи места вдавливания индентора в малоупругих материалах.

Межзеренная пластичность. В поликристаллах, деформируемых в высокотемпературной области ($\Theta \geq 0,5$), при нек-рых скоростях нагружения обнаруживается межзеренная П. к. Она реализуется за счёт проскальзывания зёрен, как целое, по границам сопряжения. Проскальзывание имеет две причины. Первая — интенсификация дислокац. и диффузионной П. к. в узкой приграничной зоне, где скапливаются дислокации, не сумевшие преодолеть границу. Вторая причина связана с явлением дефокализации ядер дислокаций, попавших на границу на объёме зерна. В процессе дефокализации атомная структура дислокац. ядра теряет свою устойчивость и способна в направлении перестройки даже при незначит. сдвиговых напряжениях. Если пластич. деформация идёт с такой скоростью, что на участки границы, охваченной дефокализацией, за характерное время этого процесса попадает одна дислокация из объёма прилегающих зёрен, вся граница становится неустойчивой. Подобный механизм проскальзывания реализуется в условиях структурной сверхпластичности, когда на долю межзеренных сдвигов приходится до 80% общей деформации образца.

Влияние дефектов кристаллического строения на пластичность. П. к. полностью определяется дефектами строения кристаллич. решётки. Подвижные дефекты являются носителями элементарных актов пластич. деформации. Направленное перемещение по кристаллу вакансий, межзеренных атомов, краудинон, дислокаций, двойников и межфазных границ вызывает в нём массперенос, необратимое изменение размеров и фор-

мы. Чем легче происходит движение этих дефектов, тем сильнее влияет на него поле напряжений, тем выше П. к. Роль неподвижных дефектов зависит от вида пластичности. При дислокац. пластичности любые неподвижные дефекты затрудняют протекание пластич. деформации, т. к. в большей или меньшей мере все они тормозят движение дислокаций.

Исходное распределение дефектов полностью определяет предел текучести и особенности нач. стадий пластич. течения кристалла. В дальнейшем влияние исходной структуры ослабевает, поскольку по мере деформирования она постепенно заменяется новой, возникающей в ходе размоножия и перестройки дефектов — носителей пластич. деформации. При дислокац. П. к. закономерно эволюционирует дислокац. структура кристалла. Плотность дислокаций с ростом деформации нарастает вплоть до высоких, порядка 10^{11} см⁻², значений. При этом из-за сильного междислокац. взаимодействия в ансамбле дислокаций возникают коллективные формы движения. В случае неоднородного распределения дислокаций коллективные формы движения реализуются в виде пластич. ротаций, заключающихся в поворотах отд. участков кристалла как целого. Структурными носителями пластич. ротаций являются дефекты дислокац. типа — обрванные границы разориентации и стыковые дисклинации. Сдвижением этих дефектов связано развитие ротационной пластичности. Вклад ротационной пластичности в общую П. к. увеличивается с ростом деформации и приводит к фрагментации кристалла — разбиению его на микроскопические (размером 0,2—0,5 мкм) области, разориентировки к-рых ω увеличиваются с ростом деформации и примерно по линейному закону

$$\omega = \alpha(\epsilon - \epsilon_0),$$

где ϵ_0 — величина деформации, с к-рой началась фрагментация кристалла; α — геом. коэф. ($0,5 \leq \alpha \leq 1$); ω — в радианах; ϵ и ϵ_0 — истинные логарифмич. деформации. В высокопластичных материалах разориентировки между фрагментами могут достигать неск. десятков градусов, при этом сами фрагменты очищаются от дислокаций и становятся высокосовершенными монокристаллич. областями (рис. 6). В кристаллах,

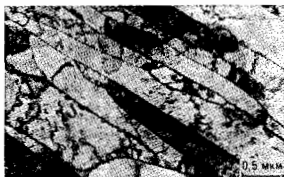


Рис. 6. Фрагментированная структура Мо при $\epsilon = 1,6$.

подверженных деформаци. двойникованию, фрагментируется не только матрица, но и внутри объём двойников, в результате чего структура после больших деформаций представляет собой сложную смесь сильно и неоднородно разориентированных микрообластей. Явление фрагментации обладает большой общностью. Оно наблюдается независимо от исходной структуры и типа кристаллич. решётки, при любом практически осуществимом упругонапряжённом состоянии деформируемого кристалла, при разных темп-рах ($\Theta \leq 0,5$) и скоростях нагружения. Единств. условием фрагментации является достижение достаточной величины деформации ($\epsilon > \epsilon_0$). Т. о., поздние стадии дислокац. П. к. всегда развиваются на фоне фрагментации кристалла. Это обуславливает её осн. особенности: пространственную неоднородность и локализацию течения,

выраженную склонность к потере устойчивости в микро- и макрообъемах, в снижении деформирующего напряжения при сверхбольших деформациях, наконец, в формировании текстуры деформации, т. е. в появлении статистически выделенных кристаллографич. ориентаций в ансамбле микрообъемов, на к-рые разбивается деформируемый кристалл.

Закономерности эволюции дислокац. структур в деформируемых кристаллах предопределяют механизмы исчерпания П. к. В нагруженном кристалле одновременно идут процессы активной и аккомодационной пластич. деформации. Первый заключается в перемещении дислокаций под действием внеш. напряжений $\hat{\sigma}$. Он сопровождается возникновением и ростом поля внутр. напряжений $\hat{\sigma}_{\text{вн}}$ в тех микрообъемах, где скапливаются подвижные дислокации. Второй процесс сводится к зарождению и перемещению дислокаций в поле $\hat{\sigma}_{\text{вн}}$. Он сопровождается рассасыванием и перераспределением скопившихся дислокаций, снижением уровня $\hat{\sigma}_{\text{вн}}$. До тех пор, пока дислокац. структура может легко перестраиваться, уровень внутр. напряжений, создаваемых в ней, существенно не увеличивается и пластич. деформация может продолжаться без нарушения сплошности материала. Однако по мере эволюц. развития структуры её аккомодация, возможности становится всё меньше и меньше, так что на нек-ром этапе деформации скорость накопления внутр. напряжений становится больше, чем скорость их пластич. релаксации. В такой — критич. структуре возникают первые разрывы сплошности. Накопление и слияние их приводит к образованию макротрещины и разрушению образца.

Тип критич. структуры определяется соотношением между скоростью активной ($\dot{\epsilon}$) и аккомодационной ($\dot{\epsilon}_a$) пластич. деформациями. Поскольку $\dot{\epsilon}_a$ — термич. активируемая и структурно-чувствит. величина, тип критич. структуры при заданной $\dot{\epsilon}$ зависит от тем-ры испытания, вида упругонапряжённого состояния и отчасти исходной структуры. В материалах со слабой температурной зависимостью $\dot{\epsilon}_a$ (напр., металлы с ГЦК решёткой) критич. структура совпадает с раз-

кому разрушению с образованием чашечного излома (рис. 3).

Понимание природы и микромеханизмов П. к. позволяет построить развёрнутую физ. теорию этого явления, даёт возможность не только качественно, но и количественно описывать разл. его аспекты: предел текучести, деформаци. упрочнение, предельную деформацию, разрабатываемое напряжение, зависимость скорости пластич. деформации от тем-ры и напряжений, разн. стороны морфологич. и кристаллографич. текстур, др. стороны процесса деформирования.

Лит.: Х о и н о м б. Р. Пластичная деформация металлов, пер. с англ., М., 1972; Х и р т Д. ж., П о т е И., Теория дислокаций, [пер. с англ.], М., 1972; О р л о в А. Н., Введение в теорию дефектов в кристаллах, М., 1983; Р ы б н и В. В., Большие пластические деформации и разрушение металлов, М., 1986; Р. В. Рыбин.

ПЛАТИНА (Platinum), Pt, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 78, ат. масса 195,08, входит в платиновую группу *благородных металлов*. Природная Pt. — смесь 6 изотопов: ^{190}Pt , ^{192}Pt , ^{194}Pt , ^{195}Pt и ^{196}Pt , преобладают ^{195}Pt (33,8%) и ^{194}Pt (32,9%), называемые распространяющей ^{190}Pt (0,01%), обладающей слабой α -радиоактивностью ($T_{1/2}$ = 6,9 $\cdot 10^{11}$ лет). Металлич. радиус 0,138 нм, радиус иона Pt^{4+} 0,064 нм. Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2 5p^6 5d^9 6s^1$. Энергия последоват. ионизации 8,96, 18,54 и 28,5 эВ. Средство к электрону 2,13 эВ. Значение электроотрицательности 1,44.

В свободном виде серебристо-белый пластичный металл с кубич. гранецентрированной кристаллич. структурой, постоянная решетки $a = 0,320$ нм. Плотн. 21,46 г/см 3 , $\rho_{\text{пл}}$ = 1772 г/см 3 , $\rho_{\text{жид}}$ ок. 3900 г/см 3 . Уд. теплол. плавления ≈ 20 кДж/моль, теплол. испарения 510 кДж/моль, уд. теплоёмкость c_p = 25,8 Дж/(моль \cdot К). Тем-ра Дебая 235 К. Работа выхода электронов 5,32 эВ. Коэф. линейного теплового расширения (8,92—9,09) $\cdot 10^{-6}$ К $^{-1}$ (при 283—473 К). Уд. электрич. сопротивление 0,0081 мОм \cdot м (при 273 К), термич. коэф. электрич. сопротивления 3,223 $\cdot 10^{-4}$ К $^{-1}$ (при 273—373 К). Теплопроводность 79—73 Вт/(м \cdot К) (при 200—500 К). Твёрдость по Бринеллю отожжённой Pt. 300 МПа, модуль упругости 147 ГПа, модуль сдвига 72,4 ГПа (при 273 К).

П. чрезвычайно химически инертна, в соединении проявляет степени окисления +2 и +4 и реже +1 и +3. При восстановлении растворов солей П. образуется высокодисперсный порошок со ср. размером частиц 25—40 нм (т. н. платиновая чернь), обратимо адсорбирующий значит. кол-во водорода.

П. используют для изготовления лабораторной посуды, ёмкостей для варки оптич. стекла, термометр, термометров сопротивления, электрич. контактов, проволоки для обмотки высокотемпературных печей, мед. инструментов, в качестве катализатора хим. реакций и т. д. Покрытие тонкими слоями П. (платинирование) защищает металлы от коррозии. В качестве радиоакт. индикатора применяют ^{193}Pt (β^- -радиоактивен, $T_{1/2}$ = 18,3 ч).

ПЛЕЧЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ — задержка выхода фотонов из оптич. системы толстой системы, обусловленная многократностью актов их поглощения и последующего переизлучения атомами среды.

П. и. относится прежде всего к т. н. резонансному фотоэффекту, частота к-рых совпадает с частотой фотонов, искусаемых при излучательных переходах возбуждённых атомов на наиб. населённый (часто нижайший) энергетич. уровень. С др. стороны, многократное поглощение-переизлучение «одного и того же» фотона (более строго — радиационного возбуждения) может реализоваться лишь при слабом тушении переносимых возбуждений, что ограничивает сверху допустимую концентрацию «тушителей» частиц (напр., в плазменной системе — электронов). В этом предельном случае П. и. играет определяющую роль в *переносе излучения*.

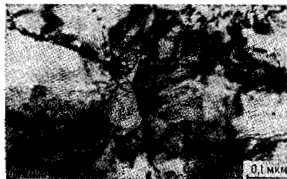


Рис. 7. Зародышевая микротрещина (в кружке) в пластички деформированном кристалле Мо.

витой фрагментиров. структурой. Поэтому для разрушения их всегда требуется большая пластич. деформация, в ходе к-рой и формируется критич. фрагментиров. структура. В материалах с выраженной температурной зависимостью $\dot{\epsilon}_a$ (металлы с ОЦК решёткой, ковалентные кристаллы) критич. структура варьирует от исходной (хрупкое разрушение) до хорошо развитой фрагментированной (рис. 6) структуры (вязкое разрушение). Однако даже в случае высокопластичных материалов первые зародышевые микротрещины образуются хрупко. Они имеют характерный вид силовых микротрещин, располагаются в стыках фрагментов и расширяются вдоль их границ (рис. 7). Лишь после достижения нек-рого критич. размера, определяемого температурно-скоростным режимом деформации, зародышевые микротрещины затупляются и превращаются в поры, рост и объединение к-рых приводит к вяз-

Для П. в. обычно характерно длительное по сравнению с пролетным временем «застревание фотона» в атоме, грубо выражаемое неравенством $t \gg 1/(\chi_{00})$. Здесь t — радиан, время жизни атома, $\chi_{00} \sim n_0 \lambda^2$ — макс. коэф. поглощения резонансного излучения с длиной волны λ в среде невозбуждённых атомов с плотностью n_0 , c — скорость света. В этих же обозначениях условие большой оптич. толщины системы имеет вид $\chi_{00} L \gg 1$, где L — характерный размер системы.

Оси. количеств. характеристикой П. в. служит ср. время выхода фотона из системы на её поверхность $\bar{t} \approx \bar{N}$, где $\bar{N}(L)$ — ср. число актов поглощения-перезлучения фотона в ходе его миграции на расстоянии L .

Конкретный вид зависимости $\bar{N}(L)$ определяется двумя физ. факторами: а) *уширением спектральной линии*, прежде всего линией поглощения [коэф. поглощения $\chi(\omega)$]; б) степенью перераспределения частоты фотона $\omega \rightarrow \omega'$ в акте его перезлучения возбуждённым атомом.

В формальном пределе неуширенной, монохроматич. линии П. в. приводит к обычной диффузии фотона, описываемой зависимостью $\bar{N} \sim (\chi_{00} L)^2$ (см. Диффузия). Эта диффузионная картина может иметь место и в случае плеснения реальной, уширенной линии, а именно в случае недостаточности большого значения t (напр., в рентг. диапазоне $t \sim \omega^{-3}$), когда перезлучающий атом не успевает «сработать» детали своего предшествующего радиан. возбуждения и благодаря этому поддерживает приближённую монохроматичность ($\omega' \approx \omega$) «рассеяния» фотона.

Болезь типична, однако, противоположная ситуация, когда уширение линии (зависимость $\chi(\omega)$, содержащая и далёкие крылья) сочетается с практически полным перераспределением по частоте в акте перезлучения (полное «забывание» возбуждённым атомом своей предистории). Анализ П. в. для этого важнейшего случая впервые был дан в 1947 независимо Л. М. Биберманом и Т. Холстейном (Th. Holstein).

И уширение, и перераспределение частоты приводят к существу уменьшенного значения $\bar{N}(L)$ и ослабленному эффекту П. в. по сравнению с монохроматич. чисто диффузионным пределом.

Так, уширение спектральной линии, напр. за счёт появления створчатой (доплеровской или столкновительной) ширины Γ линии поглощения, обычно значительно превосходящей естеств. ширину γ , снижает в $\Gamma/\gamma \gg 1$ раз скорость резонанса в поглощении, приводя к замене величины χ_{00} значением коэф. поглощения в центре $\omega \doteq \omega_0$ уширенной линии: $\chi(\omega_0) \doteq \chi_0 - \chi_{00}(\gamma/T) \ll \chi_{00}$.

Перезлучение в условиях полного перераспределения по частоте, приводящее к практич. одинаковости профилей линии поглощения и перезлучения, создаёт такую ситуацию, когда в результирующем потоке фотонов, выходящих в единицу времени за пределы системы, преобладают не наиболее многочисленные (но и наиболее сильно поглощаемые) фотоны из центра линии ($|\omega - \omega_0| \leq \Gamma$), а относительно малочисленные фотоны из далёких крыльев линии ($|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$), также, свободный пробег k -рых $1/\chi(\omega)$ сравним по порядку величины с размером системы L .

Статистически типичному «центральному» фотону $|\omega - \omega_0| \leq \Gamma$ после его поглощения атомом внутри системы для быстрого выхода на поверхность более выгодно не сохранять свою частоту для последующей длит. диффузии, а «промирковать» по ω в такой участье далёкого крыла линии, $1/\chi(\omega) \sim 1$, откуда он сможет достичь поверхности «одним прыжком».

В итоге реальная зависимость $\bar{N}(L)$ оказывается существенно слабее, чем в монохроматич., диффузионном, случае: для доплеровского профиля обеих линий $\bar{N} \sim \chi_0 L \sqrt{\ln(\chi_0 L)}$, для лоренцевского — $\bar{N} \sim \sqrt{\chi_0 L}$.

При этом в полном потоке выходящих фотонов вклад центрального, «диффузионного», диапазона линии, $\chi(\omega)L \geq 1$, и «прострельной» области её далёких крыльев, $\chi(\omega)L \leq 1$, относится соответственно как 1:1 в доплеровском и 1:3 в лоренцевском случаях. Т. о., уже в доплеровском случае П. в. носит существенно недиффузионный, а в лоренцевском — в воле «антидиффузионный» характер. Это соответствует и характеру спада интенсивности линии в её крыльях — крутоту в доплеровском случае и более пологому — в лоренцевском.

В условиях П. в. поток выходящих фотонов, несмотря на большую оптич. толщину системы $\chi_0 L \gg 1$, остаётся пропорциональным её объёму (а не поверхности) вплоть до столь больших значений $\chi_0 L$, к-рым соответствует время выхода $\bar{t}(L)$ порядка ср. времени между двумя тысячами столкновениями (в рассматриваемом случае очень редкими).

Лит.: И в а н о в В. В., Перенос излучения и спектры несвязных тел, М., 1969; Д о л г и н о в А. Э., Г е л и н Ю. Н., С и л а в ть е в Н. А., Распространение и поляризация излучения в космической среде, М., 1973; Б и б е р м а н Л. М., В о р о бь е в В. С., Я н у б о в И. Т., К и н е т и к а н е р а в н о в е с н о й н и з к о т е м п е р а т у р н о й п л а з м ы, М., 1982; А б р а м о в В. А., К о г а н В. И., Л и о с и ц а В. С., Перенос излучения в плазме, в сб. Вопросы теории плазмы, в. 14, под ред. М. А. Леонтовича, Б. В. Клопачева, М., 1982; К л ю ч а р е в А. Н., В с з у л о в Н. Н., Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света, Л., 1983. В. И. К о г а н.

ПЛЕНЕНИЕ ЦВЕТА (конфайнмент) — то же, что *удержание цвета*.

ПЛЕНКА МАГНИТНАЯ — см. *Магнитная плёнка*.
ПЛЕННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ — магнетронно-стрикционный преобразователь или пьезоэлектрический преобразователь в виде тонкой плёнки, к-рой используется для генерации и приёма гиперзвуковых волн в твёрдых телах.

ПЛЕОХРОИЗМ (от греч. pleon — больше и chrōs — цвет) — различное поглощение веществом проходящего через него света (а следовательно и разл. окрашиваше) в зависимости от направления распространения и поляризации этого света. Хотя более правильным является термин «П.», более употребителен термин «дихроизм». Подробнее см. *Дихроизм* и лит. при этой статье.

ПЛОСКАЯ ВОЛНА — волна, у к-рой направление распространения одинаково во всех точках пространства. Простейший пример — однородная монохроматич. незатухающая П. в.:

$$u(x,t) = A \exp(i\omega t \mp ikx), \quad (1)$$

где A — амплитуда, $\Phi = \omega t \mp kx$ — фаза, $\omega = 2\pi/T$ — круговая частота, T — период колебаний, k — волновое число. Поверхности постоянной фазы (фазовые фронты) $\Phi = \text{const}$ П. в. являются плоскостями.

При отсутствии дисперсии, когда фазовая скорость v_{Φ} и групповая скорость v_{Γ} одинаковы и постоянны ($v_{\Gamma} = v_{\Phi} = v$), существуют стационарные (т. е. перемежающиеся как целое) бегущие П. в., к-рые можно представить в общем виде

$$u(x,t) = f(z \mp vt), \quad (2)$$

где f — произвольная ф-ция. В незатухающих средах с дисперсией также возможны стационарные бегущие П. в. т.пн (2), но их форма уже не произвольна, а зависит как от параметров системы, так и от характера движения волны. В поглощающих (диссипативных) средах П. в. уменьшают свою амплитуду по мере распространения; при линейном затухании это может быть учтено путём замены в (1) k на комплексное волновое число $k_2 \mp ik_m$, где k_m — коэф. затухания П. в.

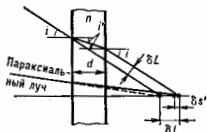
Однородная П. в., занимающая всё бесконечное пространство, является идеализацией, однако любое волновое поле, сосредоточенное в конечной области (напр., направляемое *линиями передачи* или *волноводами*), можно представить как суперпозицию П. в. с тем или иным пространственным спектром k . При этом волна

может по-прежнему иметь плоский фазовый фронт, но неоднородное распределение амплитуды. Такие П. в. наз. плоскими неоднородными волнами. Отд. участки сферич. или цилиндрич. волн, малые по сравнению с радиусом кривизны фазового фронта, приближённо ведут себя как П. в.

Лит.: см. при ст. Волны.

М. А. Милаер, Л. А. Островский.

ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНАЯ ПЛАСТИНКА — слой однородной прозрачной среды с показателем преломления n , ограниченный параллельными плоскостями на расстоянии d друг от друга. Оптическая толщина П. п. равна nd , оптическая сила — нулю, увеличение оптической — единице. П. п., поставленная на пути томоцентрич. пучка лучей, смещает изображение, даваемое этим пучком, вдоль оси пучка (продольное смещение) на расстояние $\delta l = d(1 - \text{tg}^2 i / \text{tg}^2 i')$, где i — угол падения пучка лучей, i' — угол преломления (рис.). Для П. п., находящейся в воздухе, $\delta l = d(1 - 1/n^2)$. П. п. сохраняет направление падающего на неё параллельного пучка лучей, но смещает ось этого пучка поперёк на величину $\delta \xi = d \sin(i - i') / \cos i' = d \sin i$.



П. п., как оптич. элемент, обладает aberrациями (см. Aberrация оптических систем), в частности сферич. aberrацией (n -рая при больших углах даёт доплит. смещение $\delta s'$), хроматич. aberrацией и астigmatизмом (для достаточно удалённых объектов и малых d — незначительными).

Толщина П. п. бывает различной в зависимости от допускаемой деформации (прогиба) и возможности изготовления оптически точных поверхностей, необходимых внесения изменений в оптич. длину луча и т. д.

П. п. применяют в качестве защитных стёкол, окон, светофильтров (П. п. из окрашенных материалов), в угломерных приборах для малых угл. смещений изображения, в нек-рых интерферометрах (см. Льюжера — Герке пластинка, Майкельсона эшелон), в качестве оптич. компенсаторов и т. д.

Материалом для изготовления защитных предметов и инокровных пластин служит оптическое стекло К8. Пластыни повышенной точности делают из стекла ЛК5, ситалла или кварца (термостойкие).

ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ (плоское движение) твёрдого тела — движение твёрдого тела, при к-ром все его точки перемещаются параллельно нек-рой неподвижной плоскости. Изучение П. д. сводится к изучению движения неизменяемой плоской фигуры в её плоскости, к-рое складается из поступательного движения вместе с нек-рым произвольно выбранным полюсом и вращательного движения вокруг этого полюса. П. д. можно также представить как серию элементарных поворотов вокруг непрерывно меняющихся своё положение мгновенных центров вращения.

ПЛОСКОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ — плоскость, проходящая через направление колебаний электрич. вектора линейной поляризов. световой волны (см. Поляризация света) и направление распространения этой волны.

ПЛОТНОМЕР — прибор для измерения плотности веществ. Наиб. распространение получил П. для измерения плотности жидкостей. Они делятся на поплавокные, весовые, гидростатические, радиоизотопные, вибрационные и ультразвуковые. К П. примыкают приборы для измерения концентрации растворов (сирометры, сахарометры, нефтесиметры и др.). Поплавокные П. представляют собой ареометры ност. массы или пост. объёма. Весовые П. основаны на непрерывном взвешивании определённого объёма жидкости. В гидростатических П. плотность

определяют по разности давлений двух столбов жидкости разной высоты. Действие радиоизотопных П. основано на измерении ослабления пучка γ -лучей в результате их поглощения или рассеяния слоем жидкости. В вибрационных П. используется зависимость резонансной частоты возбуждаемых в жидкости колебаний от её плотности, в ультразвуковых — зависимость скорости звука в среде от её плотности. Радиоизотопный, УЗ, вибрат. и др. методы могут быть применены для определения плотности твёрдых и газообразных веществ.

Лит.: Кив и Лис С. Ш., Приборы для измерения плотности жидкостей и газов, в кн.: Пособия по физике и средства автоматизации, т. 2, кн. 2, М., 1964; Гя и Бий И. П., Автоматические плотнометры, К., 1965. С. Ш. Киевскис.

ПЛОТНОСТИ МАТРИЦА — см. Матрица плотности. **ПЛОТНОСТЬ** (ρ) — величина, определяемая для однородного вещества его массой в единице объёма. П. неоднородного вещества в определённой точке — предел отношения массы m тела к его объёму V , когда объём стигается к этой точке. Средн. П. неоднородного тела также есть отношение m/V . Часто применяется понятие относительной П.: напр., П. жидких и твёрдых веществ может определяться по отношению к П. дистиллированной воды при 4°C , а газов — по отношению к П. сухого воздуха или водорода при нормальных условиях. Единица П. в СИ — $\text{кг}/\text{м}^3$, в системе СГС — $\text{г}/\text{см}^3$. П. и уд. вес γ связаны между собой отношением $\gamma = a g \rho$, где g — местное ускорение свободного падения тела, a — коэф. пропорциональности, зависящий от выбора единиц измерения. П. веществ, как правило, уменьшается с ростом температуры и увеличивается с повышением давления (П. воды с понижением темп-ры T до 4°C растёт, при дальнейшем понижении T — уменьшается). При переходах вещества из одного агрегатного состояния в другое П. изменяется скачкообразно: резко увеличивается при переходе в газообразное состояние и, как правило, при затвердевании (П. воды и чугуна аномально уменьшается при переходе из жидкой фазы в твёрдую).

Методы измерения П. весьма разнообразны. П. идеальных газов определяется из урния состояния: $\rho = pM/RT$, где p — давление, M — мол. масса, R — универсальная газовая постоянная. П. сухого газа, имеющего при нормальных условиях П. ρ_0 , при давлении p и темп-ре T определяется ф-лой: $\rho = \rho_0 p T_0 / (p_0 T K)$, где K — коэф. сжимаемости, характеризующий отклонение данного реального газа от идеального. Для влажного газа $\rho = \rho_0 (p - \varphi p_v) T_0 / (p_0 T K + \varphi p_v)$, где φ — относит. влажность газа, p_v и p_0 — табличные значения максимально возможного давления водяного пара при темп-ре T и максимально возможной его П. при данных p и T . П. жидкостей и твёрдых тел находят путём точного определения массы тела и его объёма; используют также зависимость скорости распространения звуковых волн, интенсивности γ и β -излучения, прошедшего через вещество, и т. д. от П. Приборы для определения П. веществ наз. плотнометрами.

Лит.: ГОСТ 2939—63. Габы, условия для определения объёма; Измерение массы объёма плотности, М., 1962.

ПЛОТНОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ (плотность распределения вероятности) случайной величины X — ф-ция $p(x)$ такая, что

$$p(x) \geq 0, \int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1$$

и при любых $a < b$ вероятность события $a < X < b$ равна

$$\int_a^b p(x) dx.$$

Если $p(x)$ непрерывна, то при достаточно малых Δx вероятность неравенства $x < X < x + \Delta x$ приближённо

равна $p(x)\Delta x$ (с точностью до малых более высокого порядка). Ф-ция распределения $F(x)$ случайных величин X , имеющей плотность, связана с П. в соотношениями

$$F(x) = \int_{-\infty}^x p(y)dy$$

и, если $F(x)$ дифференцируема,

$$p(x) = \frac{dF(x)}{dx}.$$

Случайные величины, имеющие П. в., наз. непрерывно распределёнными случайными величинами, а их распределения — непрерывными (точнее, абсолютно непрерывными) распределениями.

Момент MX^r любого порядка r таких случайных величин X вычисляют по ф-ле

$$MX^r = \int_{-\infty}^{\infty} x^r p(x)dx,$$

если интегралы абсолютно сходятся.

Аналогично определяют совместную П. в. нескольких случайных величин X_1, \dots, X_n (П. в. совместного распределения):

$$p(x_1, \dots, x_n) \geq 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} p(x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_n = 1,$$

и для любых $a_i < b_i, i = 1, \dots, n$, вероятность одновременного выполнения неравенств

$$a_i < X_i < b_i, \dots, a_n < X_n < b_n$$

равна

$$\int_{a_1}^{b_1} \dots \int_{a_n}^{b_n} p(x_1, \dots, x_n) dx_1 \dots dx_n.$$

Если существует совместная П. в. случайных величин X_1, \dots, X_n , то для независимости этих величин необходимо и достаточно, чтобы совместная П. в. была произведением П. в. отд. величин, т. е.

$$p(x_1, \dots, x_n) = p_1(x_1) \dots p_n(x_n),$$

где p_i — П. в. величин X_i . По совместной П. в. случайных величин можно найти распределение вероятностей любых ф-ций от этих величин: так, напр., для двух независимых случайных величин с П. в. $p_1(x)$ и $p_2(x)$ П. в. их суммы задаётся ф-лой свёртки

$$p(y) = \int_{-\infty}^{\infty} p_1(y-x)p_2(x)dx.$$

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ — число возможных физически неэквивалентных энергетич. состояний в малом интервале энергии \mathcal{E} , отнесённое к ширине интервала $\Delta \mathcal{E}: g(\mathcal{E}) = \lim_{\Delta \mathcal{E} \rightarrow 0} \Delta \Gamma(\mathcal{E})/\Delta \mathcal{E}$, где $\Delta \Gamma$ — число со-

стояний с энергиями между \mathcal{E} и $\mathcal{E} + \Delta \mathcal{E}$ (с учётом возможного вырождения энергетич. состояний). Для колебат. степеней свободы системы часто имеют в виду спектральную П. с. $g(\omega)$, определяемую по числу состояний на интервал частот $\Delta \omega$. В этом случае $\omega = \mathcal{E}/\hbar$.

П. с. имеет смысл вводить, либо если система обладает непрерывным энергетич. спектром, либо если спектр дискретен, когда расстояние между соседними энергетич. уровнями мало по сравнению с $\Delta \mathcal{E}$. Если состояния системы определяются широко разнесёнными по $\Delta \mathcal{E}$ дискретными уровнями, каждый из к-рых располагается в области, узкие по сравнению с расстоянием между уровнями, то вводят П. с. вблизи каждого дискретного уровня. Это имеет место, напр., при движении электронов в сильном квантовом магн. поле (см. *Ландау уровни*, *Лифшица — Оксагера квантование*). Для свободных нерелятивистских частиц со спи-

ном s состояния характеризуются импульсом p и проекцией спина, а энергия $\mathcal{E} = p^2/2m$ (m — масса) П. с. зависит только от p : $g(\mathcal{E}) = \sqrt{2m}v^{1/2}/\pi^2 \hbar^3$, где множитель $v = 2s + 1$ учитывает вырождение по спину s . Для квазичастиц твёрдого тела эта зависимость является более сложной, напр. для электронов проводимости с энергетич. спектром $\mathcal{E}(p)$

$$g(\mathcal{E}) = \frac{v}{(2\pi\hbar)^3} \left[ds / |v_p \mathcal{E}'(p)| \right],$$

где интегрирование ведётся по изоэнергетич. поверхности $\mathcal{E}(p) = \text{const}$ в пространстве квазиимпульсов, ds — элемент площади на этой поверхности; v_p — градиент в пространстве квазиимпульсов. Для спектральной П. с. $g(\omega) = (2\pi)^{-3} ds / |v_\omega(\omega)|$, где \mathbf{k} — волновой вектор, а интегрирование ведётся по поверхности $\omega(\mathbf{k}) = \text{const}$. Подынтегральные выражения для П. с. имеют особенности в точках, в к-рых групповые скорости $v = v_p$ обращаются в 0. Эти точки наз. критическими, а соответствующие особенности в $g(\mathcal{E})$ — *Ван Хофа особенностями*.

Информация о П. с. существенна при определении термодинамич. характеристик твёрдых тел (теплоёмкости, магн. восприимчивости и др.), задаваемых интегралами по энергии от соответствующих микроскопич. величин, умноженных на ф-цию распределения и П. с. На кинетич. характеристики (электропроводность, теплопроводность и др.) также влияет П. с. При этом для вырожденных систем, ферми-частиц, напр. электронов в *металлах*, особенно важна П. с. на поверхности Ферми $g(\mathcal{E}_F)$, входящая непосредственно в виде множителя в большинство макроскопич. характеристик системы. Для полупроводников наб. важна П. с. вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

Для систем, к-рые подпадают случайному распределению в пространстве, в частности для конденсиров. *неупорядоченных систем (жидкости, стекла, аморфные вещества и пр.)*, П. с. является осн. характеристикой энергетич. спектра. Т. к. П. с. является самоусредняющейся величиной (см. *Мезоскопича неупорядоченной системы*), то можно оперировать с П. с., усреднённой по пространств. распределению частиц (в то время как новитие усреднённого энергетич. спектра лишено смысла).

Лит. см. при ст. *Зонная теория*. А. Э. Мейерович.
ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА в классической электродинамике. В макроскопич. электродинамике заряд тела может считаться точечным только если его поле рассматривается на расстояниях, существенно больших, чем характерные размеры заряд. тела. В противном случае электр. заряд считают непрерывно распределённым в нек-рой области пространства и вводят объёмную П. э. з. ρ в точке (x, y, z) :

$$\rho(x, y, z) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta e}{\Delta V} = \frac{de}{dV},$$

где Δe — величина заряда, находящегося в объёме ΔV в окрестности точки (x, y, z) в момент времени t . Если электр. заряд находится в слое, толщиной k -го можно пренебречь по сравнению с характерным расстоянием, на к-ром рассматривается поле, то определяют поверхностную П. э. з. σ :

$$\sigma(x, y, z) = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta e}{\Delta S} = \frac{de}{dS},$$

где Δe — заряд элемента поверхности ΔS . Даже если заряд считается точечным, часто из соображений матем. удобства считают его непрерывно распределённым в малой области пространства. В этом случае П. э. з. является *обобщённой функцией*. Если точечный заряд e находится в точке пространства $r_0(t)$, то $\rho(r, t)$ имеет вид *дельта-функции* Дирака (δ)

$$\rho(r, t) = e\delta[r - r_0(t)].$$

П. э. з. системы точечных зарядов определяется выражением

$$\rho = \sum_i e_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i),$$

где N — полное число зарядов, \mathbf{r}_i, e_i — радиусы-векторы и величины i -х зарядов.

Введение i -й П. э. з. позволяет представить интегральную Гаусса теорему, являющуюся одной из основных в электродинамике, в дифференциальной форме:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho,$$

где \mathbf{E} — напряжённость электрич. поля. Если объёмная П. э. з. всюду конечна, то и вектор \mathbf{E} всюду конечен и непрерывен. В средах различают П. э. з. свободных и связанных зарядов. П. э. з. связанных зарядов выражается через поляризацию **вектор** \mathbf{P} :

$$\rho_{\text{св}} = -\nabla \cdot \mathbf{P}.$$

В этом случае теорема Гаусса в дифференциальной форме имеет вид

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho,$$

где $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ — вектор индукции электрич. поля, ρ — плотность свободных зарядов.

Наличие поверхностной П. э. з. позволяет получить из теоремы Гаусса граничные условия для вектора \mathbf{E} на соответствующих поверхностях:

$$E_{2n} - E_{1n} = 4\pi\sigma, \quad E_{2t} = E_{1t},$$

где E_{1n}, E_{2n} — проекции поля на нормаль к поверхности, направленную от стороны 1 к стороне 2 поверхности, E_t — поле, касательное к поверхности. Левая часть первого равенства иногда наз. поверхностной дивергенцией. С физ. точки зрения скачок напряжённости электрич. поля на зарядк. поверхности возникает из-за того, что точечные заряды на поверхности создают электрич. поле, направленное в разные стороны от поверхности. Если поверхность заряжена положительно, то поле, создаваемое σ , по обе стороны поверхности направлено от поверхности. В случае отрицат. зарядк. поверхности поле направлено к поверхности. Поскольку реальный физ. заряд всегда сохраняется, то П. э. з. удовлетворяет ур-нию непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0,$$

где \mathbf{j} — вектор плотности электрич. тока.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Джексо Дж. К., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965.

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА — величина, определяющая кол-во электричества dI , протекающего за единицу времени через произвольно ориентированный элемент поверхности dS :

$$dI = \mathbf{j} dS.$$

П. э. т.

$$\mathbf{j} = \rho \mathbf{v},$$

где ρ — объёмная плотность зарядов, \mathbf{v} — скорость движения зарядов. В том случае, когда имеется неск. сортов зарядк. частиц, П. э. т. определяется как сумма по всем сортам (α) частиц:

$$\mathbf{j} = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}.$$

Кол-во электричества, протекающего за единицу времени через всю поверхность, наз. силой тока I :

$$I = \int \mathbf{j} dS.$$

П. э. т. в СИ измеряется в A/m^2 ($1 A/m^2 = 3 \cdot 10^9$ ед. СГС/см²). Вектор П. э. т. в общем случае меняется от точки к точке, образуя векторное поле $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$. Для геом. изображения векторного поля П. э. т. вводят линии тока. Линии тока определяются так, чтобы касательные к ним в каждой точке совпадали с направлением вектора П. э. т.

Из закона сохранения электрич. заряда следует соотношение, к-рому удовлетворяет вектор П. э. т. (ур-ние непрерывности):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0.$$

Ур-ние непрерывности можно записать в релятивистски-инвариантном виде, вводя 4-вектор П. э. т. $j^{\mu} = (\mathbf{e}\rho, \mathbf{j})$:

$$\frac{\partial j^{\mu}}{\partial x^{\mu}} = 0,$$

где x^{μ} — координаты четырёхмерного радиуса-вектора (ct, \mathbf{r}) . Из ур-ния непрерывности, в частности, следует, что если П. э. т. и плотность заряда не зависят от времени (пост. ток), то линии тока оказываются замкнутыми или уходящими в бесконечность.

На поверхности раздела двух сред, проводящих сред вектор П. э. т. может иметь разрыв. Однако нормальная составляющая j (при условии $\partial \rho_{\text{пов}}/\partial t = 0$, где $\rho_{\text{пов}}$ — поверхностная плотность заряда) должна быть непрерывной:

$$j_{1n} = j_{2n}.$$

Если проводник граничит с непроводящей средой, то $j_n = 0$. Тангенциальная составляющая плотности тока на границе раздела двух проводников с электропроводностями σ_1 и σ_2 удовлетворяет след. условию:

$$\frac{j_{1t}}{\sigma_1} = \frac{j_{2t}}{\sigma_2},$$

к-рое следует из непрерывности тангенциальной составляющей напряжённости электрич. поля.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988.

ПЛОЩАДЕЙ ЗАКОН — закон движения материальной точки (или центра масс тела) под действием центральной силы, согласно к-рому: а) траекторией точки является плоская кривая, лежащая в плоскости, проходящей через центр силы; б) площадь, заمتаемая радиусом-вектором точки, проведённым из центра силы, растёт пропорц. времени, т. е. точка движется с пост. секторной скоростью. П. з. имеет место при движении планет (см. Кеплера законы), ИСЗ, космич. деталейных аппаратов и т. п.

ПЛУТОН — девятая по расстоянию от Солнца и последние из известных планет Солнечной системы. Открыта К. Томбо (С. Tombaugh) в 1930 на основе теоретич. предсказания, сделавших его анализа возмущений в движениях Урана и Нептуна.

П. обращается вокруг Солнца по сильно вытянутой орбите на ср. гелиоцентрич. расстоянии 39,439 астрономической единицы (а. е.) ($5,91 \cdot 10^{12}$ км). Один полный оборот (сидерич. период обращения) составляет 248,6 земного года, ср. скорость движения по орбите 4,7 км/с. Вследствие большого эксцентриситета орбиты (0,247) планета а перигелии заходит внутрь орбиты Нептуна, однако из-за большого наклонения орбиты П. к плоскости эклиптики ($17,1^{\circ}$) мин. расстояние между орбитами останется не менее 2,5 а. е. Вследствие же наличия резонансов (соизмеримостей в движении Плутона, Нептуна и Урана, в результате чего их периоды обращения находятся в отношении примерно как 3 : 2 : 1) П. не подходит к Нептуну на расстояние, меньшее 16 а. е., в то время как с Ураном может сближаться до 10 а. е.

П. представляет собой двойную систему, т. е. имеет спутник, сопоставимый по размерам с планетой. Это позволило, в частности, уточнить её геом. и механич. характеристики. Согласно совр. данным, радиус П. со-

составляет 1150 км (0,66 радиуса Луны), его объём ок. 0,006, а масса ок. 0,002 соответственно объёма и массы Земли. Согласно оценкам, ср. плотность $\approx 2,03 \text{ г/см}^3$. Спутник Харон, открытый в 1978 Дж. Х. Кристи (J. H. Christian) и Р. Харрингтоном (R. Harrington), обращается с периодом 6,39 дней вращения самой планеты (6,4 земных суток) на расстоянии 18,5 тыс. км от её центра (16 радиусов Плутона), т. е. находится на синхронной орбите. Радиус Харона т. о. равен 560 км, масса $\approx 1/30$ массы П., что почти втрое превышает отношение масс Луны и Земли (1/81,4). Плотность, по-видимому, аналогична плотности П. Система Харон — Плутона представляет собой удивительный пример естественного спутникового спутника в Солнечной системе.

Угл. поперечник П. $\approx 0,1^\circ$. Кол-во солнечной энергии, достигающей Плутона, около $0,9 \text{ Вт/м}^2$, что составляет 0,06% от солнечной постоянной, равной 1370 Вт/м^2 . Альbedo П. $\approx 0,40$, эффективная темп-ра 37 К. На поверхности П. методами спектроскопии обнаружен метановый лёд, чему отвечает приведённое значение альbedo. По существующим представлениям, планета и её спутник, возможно, в значит. части состоят из метанового льда, если допустить, что в процессе эволюции не происходило заметной дифференциации слагающих вещества. В рамках др. модели П. мог сформироваться при наличии клатрат-гидратов метана ($\text{CH}_4 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) с последующим их разложением в процессе внутр. эволюции, дегазации CH_4 и образовании протяжённой оболочки метанового льда. Для обеих моделей, исходя из значений ср. плотности, следует предположить, что существ. часть слагающего П. вещества составляет тяжёлая (скальная) компонента. С периодич. сублимацией метана с поверхности вблизи подсолнечной точки, особенно в районе перегибания, может быть связано образование на П. крайне разреженной метановой атмосферы, вероятно, почти полностью исчезающей ночью.

По своим размерам, массе и физ. свойствам П. больше похож не на планету, а на крупный спутник планет-гигантов. Не случайно поэтому рассмотрены модели, согласно к-рым Плутои был равные спутником Нептуна. Потеря произошла либо из-за его тесного сближения с Тритоном (спутником Нептуна), в результате чего движение Тритона стало обратным, а П. был выброшен из системы Нептуна, либо из-за мощного притягивающего воздействия, испытанного системой Нептуна от гипотетич. тела сопоставимых с ним размеров (десятой планеты?) при довольно близком прохождении. Рассмотренные модели пока не имеют достаточно строгого обоснования.

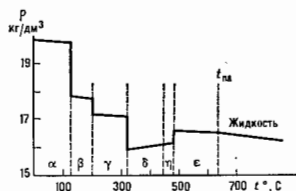
Лит.: М а р о в М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986.

ПЛУТОНИЙ (Plutonium), Pu, — искусств. радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 94, *трансактиновидный элемент*, относится к *актиноидам*. Получены изотопы ^{238}Pu — ^{240}Pu ; среди продуктов взрыва термоядерных бомб обнаружены также ^{247}Pu и ^{246}Pu . Наиб. устойчив малодурный ^{244}Pu (α -распад и спонтанное деление, $T_{1/2} = 8,2 \cdot 10^7$ лет, ат. масса 244,0642). Наибольшее применение имеет ^{239}Pu (α -распад и спонтанное деление, $T_{1/2} = 2,41 \cdot 10^4$ лет, ат. масса 239,0522), практически важны также ^{238}Pu ($T_{1/2} = 87,7$ лет), ^{240}Pu ($T_{1/2} = 6,56 \cdot 10^8$ лет), ^{241}Pu ($T_{1/2} = 14,34$ лет) и ^{242}Pu ($T_{1/2} = 3,76 \cdot 10^8$ лет). Ничтожные кол-ва П., образующиеся в урановых рудах за счёт разл. ядерных реакций, обнаружены в природе (содержание $0,4$ – 15 частей Pu на 10^{12} частей U).

Первый нуклид ^{238}Pu открыт в 1940 Г. Т. Сиборгом (G. Th. Seaborg), Э. М. Мак-Милланом (E. M. McMillan), Дж. Э. Кеннеди (J. E. Kennedy) и А. Ч. Валом (A. Ch. Wahl). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2 5p^6 6s^2 6p^7 7s^2$. Энергия ионизации 5,71 эВ. Металлич. радиус $0,158$ – $0,162$ нм, радиусы ионов Pu^{3+} , Pu^{4+} , Pu^{6+} и Pu^{8+} (отвечающие координач. числу 6) равны $0,100$;

$0,086$; $0,074$ и $0,071$ нм соответственно. Значение электроотрицательности 1,1–1,2.

В свободном виде хрупкий серебристо-белый металл. Особенности П. состоят в том, что при темп-рах от комнатной до $t_{\text{пл}} = 640^\circ \text{C}$ он существует в виде 6 модификаций: α , β , γ , δ , η (последнюю обозначают также δ') и ϵ , темп-ры перехода между к-рыми, по разным данным, составляют соответственно 112 – 122°C , 185 – 205°C , 340 – 348°C , 452 – 458°C , 476 – 480°C . При высоких темп-рах и давлениях возможно существование и др. модификаций металла. П. α -Pu обладает монокристаллической решёткой с параметрами $a = 0,6183$, $b = 0,4822$, $c = 1,0963$ нм и углом $\beta = 101,79^\circ$. Плотность α -Pu $19,86 \text{ кг/дм}^3$ (изменение плотности П. с ростом темп-ры см. на рис.), $t_{\text{пл}} = 3235$ – 3350°C , теплоёмкость α -Pu $c_p = 35,5 \text{ Дж/(моль}\cdot\text{K)}$, теплота плавления $2,834 \text{ кДж/моль}$. Уд. электрич. сопротивление α -Pu $1,4645 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$ (при 273 К), уд. магн. восприимчивость $2,28 \cdot 10^{-9}$ (при 273 К), теплопроводность П.



Зависимость плотности Pu от температуры.

$4,65$ – $5,80 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$ (при 200 – 400 K). Ср. значения коэф. теплового расширения для α -, β -, γ -, δ -, η - и ϵ -модификаций (в единицах 10^{-6} K^{-1}) $42,4$, $20,9$, $60,0$, $-15,4$, $-27,5$ и $36,4$ соответственно.

При комнатной темп-ре твёрдость по Виккерсу металл. П. $2,4$ – $2,7 \text{ ГПа}$, для α -Pu (при 20°C) модуль нормальной упругости $98,4 \text{ ГПа}$, модуль сдвига $42,7 \text{ ГПа}$, модуль объёмного сжатия $48,4 \text{ ГПа}$.

По хим. свойствам П. — наиб. активный элемент среди актиноидов. В соединениях проявляет степени окисления от $+3$ до $+7$ (наиб. устойчивая $+4$). Компактный П. на воздухе окисляется медленно, в раздробленном виде самовозгорается на воздухе.

Важнейшие соединения П.: PuO_2 (легкокипящая жидкость, термически значительно менее стабилен, чем UF_6), твёрдые оксид Pu_2O_3 , карбид PuC и нитрид Pu_3N , к-рые в смеси с соответствующими соединениями урана могут использоваться как ядерное топливо.

Осп. применение получил ^{239}Pu как делящийся материал в ядерных реакторах и ядерном оружии. Критич. масса его α -модификация $5,6 \text{ кг}$ (шар диаметром $4,1 \text{ см}$). ^{239}Pu используется в «атомных» элементах, батарейках, обладающих длит. сроком службы. Изотопы П. служат сырьём для синтеза трансплутониевых элементов (Am и др.). П. и его соединения сильно токсичны.

Лит.: Плутоний. Справочник, под ред. О. Вика, пер. с англ., т. 1–2. М., 1971–73; В до в е н и о в В. М., К у р ч а т о в Б. В., Первый советский плутоний. «Радиоизотопы», 1968, т. 10, в. 6, с. 698; К е н н е д и J. E., Plutonium kein Element aus der Retorte, «GIT. Fachz. Lab.», 1985, Bd 29, Nr 7, S. 704.

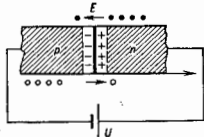
С. С. Ерёменко.

p-n-ПЕРЕХОД (электронно-дырочный переход) — слой с повышенной электропроводностью, образующийся на границе полупроводниковых областей с электронной (*n*-область) и дырочной (*p*-область) проводимостью. Различают гомо- и гетеро-переходы, получаемые в результате изменяющегося в пространстве легирова-

ния донорной и акцепторной примесью одного и того же полупроводника (пар., Si), в *гетеропереход*, в *к-р-ом* *p*-область и *n*-область принадлежат разл. полупроводникам. Термин «*p-n*» — *n*-П.э. как правило, применяют к гомопереходам.

Обедненный слой. Из-за большого градиента концентрации электронов (*n*) и (обратного ему по знаку) градиента концентрации дырок (*p*) в *p-n*П. происходит диффузионное перетекание электронов из *n*-области в *p*-область и дырок в обратном направлении. Его следствием является накопление избыточного положительного заряда в *n*-области и отрицательного — в *p*-области (рис. 1). При этом появляется электрич. поле,

Рис. 1. Схематическое изображение *p-n*-перехода; чёрные кружки — электроны, светлые — дырки.



направленное из *n*-области в *p*-область, действие *к-р-ого* на электроны и дырки (при термодинамич. равновесии) компенсирует действие градиентов концентрации, т. е. диффузионные потоки электронов и дырок уравновешиваются дрейфовыми потоками во внутреннем электрич. поле $E_{\text{вн}}$ перехода. Поле $E_{\text{вн}}$ обуславливает диффузионную разность потенциалов $V_{\text{д}}$ (аналог контактной разности потенциалов), величина *к-рой* (для невырожденных носителей) в *p*- и *n*-областях выражается ф-лой

$$V_{\text{д}} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{n_0 p_0}{n_i^2} \right). \quad (1)$$

Здесь *e* — заряд электрона, *T* — темп-ра полупроводника, n_i — концентрация электронов в собств. полупроводнике, n_0 и p_0 — концентрации электронов и дырок в *p*- и *n*-областях. Внутр. электрич. поле сосредоточено в обеднённом (зазорном) слое *p-n*П., где концентрации носителей обоих типов меньше концентраций основных носителей в *p*- и *n*-областях вдали от перехода ($n < n_0$, $p < p_0$), а мин. уровень суммарной концентрации электронов и дырок достигает значения $(n+p)_{\text{мин}} = = 2n_i$. Т. к. в обеднённом слое, как правило, разность концентраций свободных носителей мала по сравнению с разностью концентраций ионизов. доноров ($N_{\text{д}}$) и акцепторов ($N_{\text{а}}$), границы этого слоя с квазиравновесными *p*- и *n*-областями w_p и w_n могут быть найдены (после приближённого интегрирования Пуассона уравнения в одномерном случае) из ф-л

$$\int_{w_p}^{w_n} [N_{\text{д}}(x) - N_{\text{а}}(x)] dx = 0, \quad (2)$$

$$(e/e) \int_{w_p}^{w_n} [N_{\text{д}}(x) - N_{\text{а}}(x)] x dx = V_{\text{д}},$$

где ϵ — диэлектрич. проницаемость полупроводника. Т. к. Ферми уровень ϵ_F во всём полупроводнике при термодинамич. равновесии должен быть единым, то в области перехода энергетич. зоны полупроводника изгибаются (рис. 2), так что образуется потенциальный барьер, высота *к-рого* равна $V_{\text{д}}$.

Внеш. напряжение *U*, приложенное к *p-n*П., в зависимости от знака уменьшает (и прямое смещение и *e*, плюс соответствует *p*-области) или увеличивает (обратное смещение и *e*) напряжённость электрич. поля в обеднённом слое, сужая или расширяя его при этом. Зависимость положения границ слоя w_n, w_p от смещения *U* может быть найдена из ф-л (2),

где следует заменить $V_{\text{д}}$ на $V_{\text{д}} - U$ ($U > 0$ при прямом смещении и $U < 0$ — при обратном). В случае резкого сильно асимметричного *p-n*П. ($N_{\text{а}} \gg N_{\text{д}}$) с т. и. ме-

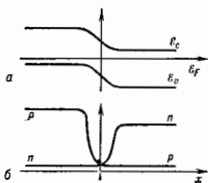


Рис. 2. Зонная диаграмма (а) и концентрации электронов и дырок (б) в области *p-n*-перехода; ϵ_F — дно зоны проводимости; $\epsilon_{\text{в}}$ — верхняя валентной зоны; ϵ_F — уровень Ферми.

таллурч. границей (на *к-рой* $N_{\text{д}} - N_{\text{а}} = 0$) $x_0 = 0$ и однородно легированной *n*-областью ($N_{\text{д}} = \text{const}$):

$$w_p \approx 0, \quad w_n = [2e(V_{\text{д}} - U)/eN_{\text{д}}]^{1/2}. \quad (3)$$

В случае плавного *p-n*П. с пост. градиентом разности концентраций доноров и акцепторов ($N_{\text{д}} - N_{\text{а}} = \alpha x$, $\alpha = \text{const}$):

$$w_n(U) = -w_p(U) = [3e(V_{\text{д}} - U)/2e\alpha]^{1/2}. \quad (4)$$

Определяемая толщиной обеднённого слоя $w(U) = = |w_n(U) - w_p(U)|$ зарядная ёмкость C_p *p-n*П. уменьшается с ростом обратного смещения по закону $C_p \sim (|U| + V_{\text{д}})^{-1/2}$ в случае ф-лы (3) (для резкого перехода) и $C_p \sim (|U| + V_{\text{д}})^{1/2}$ в случае ф-лы (4) (для плавного перехода). При увеличении прямого смещения зарядная ёмкость растёт. Измерение зависимости $C_p(U)$ позволяет исследовать изменение разности $N_{\text{д}}(x) - N_{\text{а}}(x)$ в *p-n*П.

Ток через *p-n*П. С включением внеш. напряжения *U* дрейфовые потоки перестают компенсировать диффузионные потоки и через *p-n*П. течёт электрич. ток. Т. к. в глубине *p*-области ток переносится дырками, а в *n*-области — электронами, то прохождения тока через *p-n*П. — в прямом направлении ($U > 0$) сопряжено с рекомбинацией электронов и дырок, прибывающих к *p-n*П. из областей, где они являются основными носителями заряда. При $U < 0$ ток обусловлен генерацией электронно-дырочных пар в окрестности *p-n*П., *к-рой* разделяет их движение от *p-n*П. в области, где они являются основными носителями.

При термодинамич. равновесии термич. генерация носителей в каждой точке образца в точности компенсируется их рекомбинацией. Но при прохождении тока этот баланс нарушается. Существует неск. механизмов (каналов) избыточной генерации и рекомбинации, определяющих проводимость *p-n*П. при прямом и обратном смещениях. а) Генерация и рекомбинация носителей в *p*- и *n*-областях и диффузия носителей к *p-n*П. или от него. В единице объёма *n*-полупроводник в единицу времени рождается вследствие равновесной термич. генерации p_0/τ_p дырок, где p_0 — равновесная концентрация дырок в *n*-области ($p_0 = = n_i^2/n_0$), а τ_p — их время жизни относительно процесса рекомбинации. Все дырки, рождённые в слое с толщиной L_p , прилегающем к *p-n*П., уходят в *p*-область, т. к. внутр. поле *p-n*П. «втягивает» туда все дырки, подошедшие к переходу в результате диффузии из *n*-области; L_p — длина диффузии и дырок в *n*-области за время их жизни: $L_p^2 = D_p\tau_p$, D_p — коэф. диффузии дырок. Дырки, рождённые вне слоя L_p , рекомбинируют прежде, чем процесс диффузии доставит их к *p-n*П., и не дают вклада в ток. Поэтому плотность тока дырок, уходящих из *n*-области в *p*-область:

$$j_{p0} = e p_0 L_p p_0 / \tau_p = e \left(\frac{n_i^2}{n_0} \right) D_p L_p. \quad (5)$$

Аналогично плотность тока электронов, термически рождённых в *p*-области и доставленных диффузионно к

втягивающему их $p - n$ -П.:

$$j_{ns} = en_p L_n / \tau_n = e \left(\frac{n_p}{n_i / L_p} \right) D_n / L_n. \quad (6)$$

Здесь $n_p = n_i^* / p_p$ — их равновесная концентрация в p -области, D_n , τ_n , L_n — коэф. диффузии, время жизни, длина диффузии в этой области [$L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$].

Если бы токами j_{ns} и j_{ps} не противодействовали бы обратные притоки токов, то через $p - n$ -П. проходил бы ток насыщения плотностью $j_s = j_{ns} + j_{ps}$. Однако в отсутствие внеш. смещения токи неосновных носителей j_{ns} и j_{ps} полностью компенсируются токами основных носителей (электронов на n -области и дырок из p -области), идущими в обратную сторону и равными, следовательно, также j_{ns} и j_{ps} . Основные носители — дырки, переходящие на p -области в n -область, и электроны, идущие на n -области в p -область, преодолевают на своём пути потенциальный барьер высотой V_d и являются по своей природе термоэлектронной (термодырочной) эмиссией через этот барьер. Поэтому понижение барьера на величину U при прямом смещении приводит к увеличению каждого из этих токов в $\exp(eU/kT)$ раз (см. Термоэлектронная эмиссия) и не вызывает изменения токов неосновных носителей (для k -р-ых барьера нет). С учётом этого обстоятельства плотность полного тока через $p - n$ -П. можно выразить т. п. ф-лой Шокли (рис. 3):

$$j = j_0 \exp(eU/kT) - 1. \quad (7)$$

При $U < 0$ и $e|U|/kT \gg 1$ токами термоэмиссии основных носителей через повышенный обратный смещение барьер (высотой $V_d + |U|$) можно пренебречь и считать, что плотность обратного тока обусловлена только термогенерацией токами неосновных носителей: $j = -j_s$ (рис. 4, кривая 3). При $U > 0$ и $eU/kT \gg 1$,

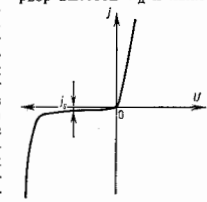


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) $p - n$ -перехода.

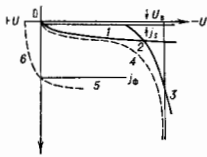


Рис. 4. Обратные токи $p - n$ -перехода: 1 — ток термогенерации в квазинейтральных областях; 2 — ток термогенерации в обеднённом слое; 3 — ток туннельной генерации; 4 — полный ток в отсутствие фотогенерации; 5 — фототок j_0 ; 6 — полный ток с учётом фототока.

наоборот, в ф-ле (7) можно сохранить только экспоненциальный член, описывающий термоэмиссию носителей из областей, где они являются основными, в области, где они становятся неосновными и где рекомбинируют за времена τ_p и τ_n на расстояниях L_p и L_n . Прямой ток, согласно (7), быстро растёт с ростом U . При значит. смещении этот рост ограничивается сопротивлением p - и n -областей. Последнее уменьшается благодаря инжекции неосновных носителей $p - n$ -П. (Из сравнения ф-л (5) и (6) видно, что гл. вклад в ток насыщения обычно даёт слаболегиров. сторона $p - n$ -П. с более низкой концентрацией основных носителей.)

6) Генерация и рекомбинация в обеднённых слоях (механизм Шокли — Са-Нойса). Рекомбинационно-генерацион. ток, описываемый ф-лой (7), не всегда доминирует. В широкозонных полупроводниках (с большой запрещённой зоной E_g) при относительно низких темп-рах может преобладать термич. генерация и ре-

комбинация в самом обеднённом слое, а не в слоях с толжднами L_n и L_p . Хотя в таком полупроводнике, как кремний, L_n и L_p обычно сильно превосходят ширину обеднённого слоя $w(U)$, но скорость генерации и рекомбинации там может быть существенно выше, чем в квазинейтральных областях, из-за различия в заполнении примесных уровней электронами, ответственными за рекомбинацию. В этом случае при достаточно больших обратных смещениях ($eU/kT \gg 1$) справедлива ф-ла

$$j = -j_w = -2en_i w(U) / \tau, \quad (8)$$

где τ — время жизни неравновесных носителей в обеднённом слое, отличное в общем случае от τ_p и τ_n . Ток j_w может превышать j_s за счёт того, что n_i превышает n_p и p_n . Ток j_w не насыщается с ростом обратного смещения, а растёт по мере расширения обеднённого слоя [напр., в соответствии с ф-лами (3) и (4), рис. 4, кривая 2].

В прямом направлении ток, обусловленный рекомбинацией в обеднённом слое:

$$j \approx j_c \exp(eU/2kT). \quad (9)$$

Здесь $j_c \approx en_i E_g / \tau$, причём длина E_g по порядку величины равна «сжатой» длине диффузии носителей против внутр. поля E_{in} : $l \sim kT/eE$. Коэф. 2 в знаменателе показателя экспоненты связан с тем, что носители, рекомбинирующие внутри обеднённого слоя, преодолевают не весь барьер, обусловленный полем в нём, а только его часть, высота к-рой с приложением внеш. напряжения U уменьшается на $U/2$. Из-за этого с ростом U ток по ф-ле (9) растёт медленнее, чем ток по ф-ле (7), и даёт ему обогнать себя при достаточно больших смещениях.

в) Межзонное (зиперовское) тунелирование. Ток электронов через запрещённую зону полупроводника отсутствует только при классич. описании движения электронов проводимости и дырок в электрич. поле. Оно становится недостаточным с ростом напряжённости поля. Из-за тунелирования электронов сквозь запрещённую зону (эффект Зинера) тормозящийся в электрич. поле электрон проводимости, отразившись от два зоны проводимости E_c , имеет вероятность (тем большую, чем круче наклонены зоны) перейти в валентную зону (рис. 5, а). При одинаковых *абсолютных* массах электрона и дырки вероятность тунелирования в однородном электрич. поле близка к вероятности тунелирования сквозь треугольный барьер, высота к-рого равна ширине запрещённой зоны E_g , а толщина E_g/eE тем меньше, чем больше напряжённость поля E .

Для реализации туннельного перехода необходимо наличие в валентной зоне дырок. Поэтому туннельный переход является туннельной рекомбинацией электрона из зоны проводимости с дыркой из валентной зоны. Такой рекомбинац. процесс не связан ни с передачей энергии колебаниям решётки (т. е. с её нагревом), ни с излучением света: энергия передаётся источнику электрич. поля. Обратный процесс — рождение электронно-дырочной пары за счёт энергии электрич. поля (тунельная или зиперовская генерация) — в условиях термодинамич. равновесия уравнивает рекомбинацию. Оба эти процесса в $p - n$ -П. при $U = 0$ имеют место лишь в случае, когда электронный газ в n -области и дырочный газ в p -области вырождены (рис. 5, б). Прямое смещение ведёт к преобладанию туннельной рекомбинации, а обратное смещение — к туннельной генерации. Туннельная составляющая тока такого перехода доминирует над прочими только тогда, когда он предельно резкий. Резкий $p - n$ -П. с вырожденным газом носителей по обе стороны лежит в основе *туннельного диода*, имеющего на прямой ветви вдоль вольт-амперной характеристики падающий участок N -типа (ВАХ, рис. 5, в).

В случае невырожденных n - и p -областей туннельный ток может преобладать только при достаточно боль-

ших обратных смещениях в связан только с туннельной генерацией электроно-дырочных пар. Ввиду экспоненциальной зависимости туннельного тока от напряженности электрич. поля вклад в него даёт лишь окрестность точки макс. поля. По мере роста обратного напряжения туннельный ток, незаметный на фоне термогенерационного при низких напряжениях, стремительно нарастает и становится преобладающим (рис. 4, кривая 3).

В широкозонных полупроводниках наряду с термогенерационными и туннельными токами наблюдают их различные комбинации. С одной стороны, имеет место сочетание туннельных (горизонтальных) переходов между зонами и уровнями локальных примесных центров с термогенерационными (вертикальными) переходами (рис. 5, в). С др. стороны, возможно туннелирование с поглощением неск. фононов (рис. 5, д).

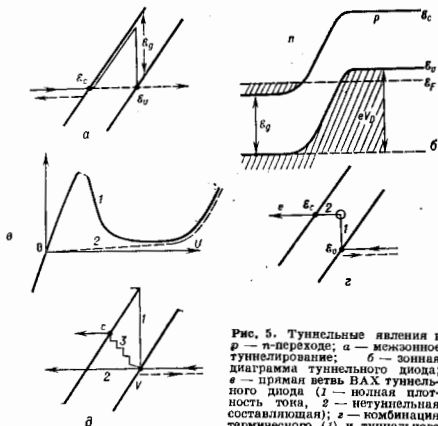


Рис. 5. Туннельные явления в $p-n$ -переходе: а — межзонное туннелирование; б — зонная диаграмма туннельного диода; в — прямая ветвь ВАХ туннельного диода (1 — зонаная плотность тока, 2 — результирующая составляющая); г — комбинация термогенерации (1) и туннельного (2) переходов с участием примесного уровня; д — возможные варианты генерации: 1 — термическая (многофононная); 2 — туннельная (бесфононная); 3 — туннелирование с поглощением фононов.

г) Ударная ионизация. Электроны проводимости с энергией, превышающей её порог, могут породить электроно-дырочные пары, истратив на это почти всю свою энергию в зоне. Такую же возможность имеют и дырки с надпороговой энергией. Пороги ударной ионизации для электронов и дырок различны (однако во мн. случаях они слегка превышают $e\mathcal{E}_g$). Рождение электроно-дырочной пары носителями, ускоренными до необходимых энергий в электрич. поле обратно смещённого перехода, ответственно за лавинное размножение носителей в $p-n$ -П. и за его лавинный пробой.

Обычно процессы ударной ионизации описывают с помощью коэф. α_n и α_p , определяемых как ср. числа электроно-дырочных пар, генерируемых одним электроном и одной дыркой на единичном пути их дрейфа в электрич. поле E . В широких обеднённых слоях $\alpha_{n,p}$ (х) — локальные ф-ции электрич. поля в точке х:

$$\alpha_{n,p}(E) = C_{n,p} \exp(-b_{n,p} p / |E|^m).$$

Здесь $m = 1, 2$; коэф. $b_{n,p}$ не зависит от E , а $C_{n,p}$ зависит слабо. Из-за сильной зависимости $\alpha_{n,p}$ от E в ударной ионизации, как и в туннельной генерации, выно-

сит вклад только близкая окрестность точки макс. электрич. поля в обеднённом слое.

Из-за ударной ионизации обратный ток $p-n$ -П., обусловленный термической или туннельной генерацией, а также фотогенерацией или инжекцией носителей надлетит умножить на коэф. $M(U)$: $i_1(U) = i(U)M(U)$. При $\alpha_n = \alpha_p = \alpha(E)$ (приближённо имеющем место во мн. полупроводниках при больших значениях $|E|$) величина $M(U)$ перестаёт зависеть от места, где произошла первичная генерация, и равна

$$M(U) = \left[1 - \int_{w_p(U)}^{w_n(U)} \alpha(E(x)dx) \right]^{-1}$$

(направление оси x выбрано из p -области в n -область).

При $\int_{w_p(U)}^{w_n(U)} \alpha(E(x)dx = 1 \rightarrow M \rightarrow \infty$. Это определяет напряжённость $U_{пр}$ лавинного пробоя $p-n$ -П.: стационарный режим с обратным напряжением на $p-n$ -П. $U > U_{пр}$ невозможен. Для лавинного пробоя важна ударная ионизация обоими типами носителей. Если в размножении участвуют, напр., одни только электроны, то напряжение $U_{пр} \rightarrow \infty$.

Лавинный пробой, как правило, имеет микролазменный характер: ток течёт не по всей площади $p-n$ -П., а локализован в отд. точках (микроплазмах), выявляемых по яркому свечению. С ростом тока пробоя число микроплазм растёт вплоть до однородного покрытия ими всей площади.

Если хотя бы одна сторона $p-n$ -П. легирована слабо или же $p-n$ -П. имеет плазную структуру, лавинный пробой наступает при напряжениях, недостаточном для проявления заметной туннельной генерации. В реках переходах с сильным легированием обеих сторон туннельная генерация начинает доминировать до наступления лавинного пробоя, так что ему предшествует на обратной ветви ВАХ участок быстрого туннельного нарастания тока (рис. 4).

д) Фотогенерация, сторонняя инжекция. Током $p-n$ -П. можно управлять с помощью фотогенерации неравновесных носителей в его окрестности. Ток i_f , обусловленный фотогенерацией (фототок), в отсутствие лавинного размножения аддитивно складывается с др. составляющими тока, а при наличии лавинного размножения — с составляющими первичного тока. При наличии фототока (кривая 5, рис. 4) ВАХ не проходит через точку $j = 0, U = 0$, возникает участок, на котором знак i совпадает со знаком U (кривая 6, рис. 4). В этом режиме $p-n$ -П. выступает в качестве фотозоlementа, преобразующего энергию излучения в электрич. энергию (см. также Солнечная батарея). Кроме режима фотозоlementа используется режим фотодиода, отвечающий обратной ветви ВАХ.

Др. способ управления током $p-n$ -П. — инжекция неосновных носителей в одну из образующих переход области полупроводника с помощью др. $p-n$ -П. или иного инжектирующего контакта. Этот способ управления током $p-n$ -П. — коллектора путём инжекции $p-n$ -П. — эмиттером лежит в основе работы транзисторов. Ток $p-n$ -П. можно также изменять разогревом носителей эл.-магн. излучением СВЧ-диапазона.

Способы получения $p-n$ -П. Сплавные $p-n$ -П. получают, нанося на полупроводниковую кристаллич. подложку «чистую» легированную металлург. сплава, в состав которой входит необходимое легирующее вещество. При нагреве образуется область жидкого расплава, состав к-рого определяется совместным плавлением навески и подложки. При остывании формируются рекристаллинал. область полупроводник. обогащённая легирующими атомами. Если тип легирования этой области отличен от типа легирования подложки, то образуется режий $p-n$ -П., причём его металлургич. граница x_0 совпадает с границей ре-

кристаллазав области. В сплавных переходах на этой поверхности разность изменяется скачком (резкий $p-n$ -переход).

При вытягивании из расплава формирование перехода происходит в процессе роста полупроводникового сликта путём дозированного изменения состава легирующих примесей в расплаве. Диффузионные переходы получают диффузией легирующих примесей из источников в газообразной, жидкой и твёрдой фазах. Имплантированные переходы образуются при *ионной имплантации* легирующих примесей.

Эпитаксиальные переходы получают методом эпитаксиального выращивания или наращивания, в т. ч. методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющим пространственно наиболее точно (с разрешающей способностью до 1 мкм) регулировать закон изменения $N_d(x) - N_a(x)$. Часто применяются комбинации способов: после сплавления, имплантации или эпитаксиального выращивания производится диффузионная доводка структуры.

При получении $p-n$ -II. регулируется не только легирование p - и n -областей, во и структура своего переходного слоя; в частности, получается необходимый градиент $a = d(N_d - N_a)/dx$ в точке металлургич. перехода $x = x_0$. В большинстве случаев применяются асимметричные $p^+ - n$ - или $n^+ - p$ -II., в к-рых легирование одной из областей (+) намного сильнее другой.

Применения. $p-n$ -II. обладает нелинейной ВАХ с большим коэф. выпрямления, на чём основано действие выпрямительных (полупроводниковых) диодов. За счёт изменения толщины обеднённого слоя с изменением напряжения оно имеет управляемую нелинейную ёмкость (см. *Варикал*). Включённый в прямом направлении, он инжектирует носители из одной своей области в другую. Инжектиров. носители могут управлять током др. $p-n$ -II., комбинированным с излучением света, превращая $p-n$ -II. в элементно-интегральный источник излучения (см. *Светодиодный диод*), инверсионно задерживать в области инжекции при быстрых переключениях напряжения на $p-n$ -II. Ток $p-n$ -II. управляется светом или др. ионизирующими излучениями (см. *Полупроводниковый детектор*).

Свойства $p-n$ -II. обуславливают их применение в разл. приборах: выпрямительные, детекторные, смешительные диоды (см. *Диоды твердотельные*); биополарные и униполярные транзисторы; туннельные диоды; лазерно-пролетные диоды (СВЧ-генераторы); фотодиоды, лавинные фотодиоды, *фототранзисторы*; *тиристоры*, фототристоры; фотоэлементы, солнечные батареи; светодиоды, инфрак. лазеры; детекторы частиц и др. $p-n$ -II. вытесняют Шоттки барьеры, изоляционными гетеропереходами, планарно-легированными барьерами.

Лит.: См. ст. Р., Полупроводники, пер. с англ., 2 изд., М., 1983; 3 и С. М. Физика полупроводниковых приборов, кн. 1-2, пер. с англ., М., 1984; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977.
З. С. Грибачов.

ПОВОБЧНЫЕ СЕРИИ — спектральные серии в спектрах атомов щелочных металлов. Различают 1-ю П. с. (диффузную серию) и 2-ю П. с. (резкую серию). Наблюдаются в искании (в поглощении лишь при высоких темп-рах) при переходах между верхними уровнями S (резкая серия) или D (диффузная серия) и самым нижним P -уровнем. Линии П. с. лежат в ИК- и видимой областях опитч. спектра.

Лит.: См. при ст. *Атомные спектры*. М. А. Бальвинич.
ПОВЕРКА средств измерений — определение погрешностей средств измерений и установление их пригодности к применению. П. производится органами метролуж. службы при помощи эталонов и образцовых средств измерений. Обязательной гос. П. подлежат средства измерений, применяемых для учёта материальных ценностей, гос. испытаний, регистраций

национал. и между. рекордов в спорте, а также для П. исходных образцовых средств измерений. Ведомств. П. подлежат все остальные средства измерений.

Описание методов и техн. приёмов П. конкретных средств измерений содержится в соответствующих гос. стандартах или методич. указаниях. Нередко методы П. и соответствующие калибровочные приборы указываются в поверочных схемах, устанавливающих порядок и точность передачи размеров единиц от образцовых эталонов, а от них — рабочим средствам измерений.

Лит.: Бурдуи Г. Д., Марков В. Н., Основы метрологии, 3 изд., М., 1983; Тюрин И. И., Введение в метрологию, 3 изд., М., 1985.
К. П. Ширков.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ДИФФУЗИЯ — процесс, связанный (как и в случае объёмной диффузии) с перемещением частиц, как правило, за счёт случайных тепловых блужданий (обычно атомов или молекул), происходящих на поверхности конденсиров. тела в пределах первого поверхностного слоя атомов (молекула) или поверх него. Наб. полн. изучена П. д. атомов одного вида по поверхности твёрдого тела, состоящего из атомов др. вида. Энергетич. барьеры на поверхности, к-рые преодолеваются диффундирующими частицами, существенно ниже энергетич. барьеров в объёме твёрдого тела. Поэтому энергия активации для П. д. (иногда говорят «для миграции частиц») Q_p составляет лишь часть Q_0 — энергии активации для диффузии в объёме для той же пары диффундирующей атом — матрица. В зависимости от кристаллографии, природы подложки, степени покрытия поверхности диффузанта (адсорбатом), темп-ры, характера взаимодействия частиц адсорбата и подложки и частиц адсорбата между собой реализуются разл. механизмы П. д. Напр., при малых степенях покрытия атомы могут перемещаться по поверхности поодиночке, практически не взаимодействуя между собой. При больших степенях покрытия атомы могут образовывать «по дороге» думерные ассоциации, растущие и разрушающиеся. Атомы на сильно смачиваемой подложке (т. е. сильно притягиваемые подложкой) при больших степенях покрытия «прямрают» в первом слое, а движение осуществляется по атому, собственному, слою атомов с закреплением на краю расширяющегося слоя адсорбата. Возможно также движение думерных связанных групп (думерное брουνсовское движение) или даже перемещение нек-рых областей слоя как целого при погружении в него из верхнего (избыточного) слоя новых частиц (солитонный механизм). Возможны и иные промежуточные и комбинар. механизмы П. д. Каждый из них характеризуется вполне определённой Q_p , так что для одной и той же пары веществ могут быть получены сильно различающиеся энергич. активации (и, соответственно, коэф. диффузии). Спектр Q_p и реализующихся механизмов П. д. богаче, чем для объёмной диффузии. Обычно П. д. рассматривают как процесс, определяющий изменение поверхностной концентрации адсорбата от неравновесной к равновесной при наличии соответствующих градиентов концентрации. В более общем случае имеют в виду вообще перемещение частиц при тепловом движении. Так, в случае перемещения по поверхности твёрдого тела собств. частиц (поверхностной самодиффузии) на первый взгляд не имеет смысла говорить о концентрации, но вполне можно рассматривать концентрацию собств. частиц в разл. положениях на поверхности: одиночные, у края ступени, в ступени и т. д. И если ситуация отличается от равновесной, перемещение частиц приведёт к заметным изменениям шероховатости или даже формы поверхности.

П. д. и самодиффузия исследуются экспериментально разл. методами, регистрирующими результат перемещения частиц (меченые атомы, измерение работы выхода). Однако наиб. точно данных по П. д., в т. ч. весьма определённых и детализированных, получают методами полевой эмиссионной микроскопии (электронной и

нойной; см. *Ионный проектор, Атомный зонд*). В этом случае, кроме измерения Q_d , может диффузия, предэкспоненциального множителя в ур-нии диффузии, однозначно определяется механизм перемещения частиц.

Данные О. П. д. важны для ряда техн. приложений, таких как ионные двигатели, точечные источники ионов, катоды и др., а также для решения смежных науч. задач: определения сил связи на поверхности, изучения двумерных фазовых переходов, кинетики катализа, реакций, определения поверхностной энергии аннотропных твёрдых тел.

Лит.: Поверхностная диффузия и растекание. Сб. ст., под ред. Я. Е. Гегузина, М., 1969; О д а н а р и я Г. А., Ш р е т т и и В. Н., Об автоматизированных методах количественного изучения поверхностной диффузии и самодиффузии, Труды 1-го Всесоюзного совещания по автономной микроскопии, Харьков, 1976, с. 81 (ХФТИ 76-43); М о л о д т с о в Э., Ц о л о г Т., Поверхностная диффузия, поляризованная ионная ионизация, пер. с англ., М., 1980; Г е г у з и н Я. Е., К а г а н о в с к и й Ю. С., Диффузионные процессы на поверхности кристалла, М., 1984; N a t u r o v e t s A. G., V e d u l a Y u. S., Surface Diffusion of adsorbates, «Surface Sci. Rep.», 1984, v. 4, p. 385.

В. Н. Шревшик.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ — образование ионов в процессе термич. десорбции частиц с поверхности твёрдого тела. Путём П. и. могут образовываться положительные и отриц. ионы (последние, если частица обладает *сродством к электрону*) атомов, молекул, радикалов и ассоциатов (частиц, образующихся присоединением к молекуле атома или др. частицы). П. и. — термический равновесный процесс, испарившиеся частицы имеют большемасовое распределение по энергии с темп-рой T распределения, равной темп-ре твёрдого тела.

П. и. была открыта И. Ленгюром и К. Х. Кингдонном (I. Langmuir, K. H. Kingdon, 1923), обнаружившим, что в заполненном парами Сз цилиндрчик, диео с анодом в виде накалённой вольфрамовой проволоки протекает ток положит. ионов. Они применили *Сага формулу* для термич. ионизации газа к описанию ионизации паров одноатомных веществ внутри однородно нагретой металл. полости и напши выражение для стенки П. и. α , равной отношению концентраций ионов (n_+) и атомов (n_0) внутри полости:

$$\alpha = n_+/n_0 = A_+ \exp\{e(\varphi - V)/kT\}. \quad (1)$$

Здесь A_+ — отношение статистич. весов состояний положит. ионов и атомов; e — элементарный заряд; φ — работа выхода электрона из стенки полости; V — потенциал ионизации атома; T — темп-ра стенок полости. Ф-ла (1) наз. ф-лой И с а х а — Л е н г ю р а . П. и. с образованием отрицат. ионов была обнаружена позднее. В этом случае:

$$\alpha = n_-/n_0 = A_- \exp\{e(S - \varphi)/kT\}, \quad (2)$$

где S — сродство атома к электрону, A_- — отношение статистич. весов состояний отрицат. ионов и атомов.

Долгое время изучали и использовали П. и. на тугоплавких металлах атомов щелочных элементов (с наименьшим V) и атомов галогенов (с наибольшими S). В дальнейшем было установлено, что на нагретых твёрдых телах (металлах и полупроводниках) могут ионизироваться атомы многих элементов, ряд молекул (в т. ч. органич. соединений), а также частиц, образующихся в хим. реакциях на поверхности; первичные частицы сложного состава могут претерпевать реакции по многим каналам (напр., диссоциировать) и образовывать одновременно неск. видов ионов.

Для практич. использования важна П. и. частиц на открытых поверхностях, в условиях отбора ионного тока при действии внешних электрич. полей, ускоряющих ионы в направлении от поверхности. При этом ионизация также может быть термическим равновесной, если за время жизни частиц на поверхности между ними и твёрдым телом устанавливается тепловое равновесие. В этом случае под степенью П. и. понимаем отношение числа заряд. частиц к числу нейтральных того же хим. состава в испаряющемся потоке частиц и применяют для

нахождения α_+ соотношения статистич. термодинамич. учитывая, что ускоряющее поле уменьшает теплоту испарения ионов. При напряжённости поля E у поверхности

$$\alpha_+(E) = \begin{cases} A_+ \exp\{e(\varphi - V + \sqrt{eE})/kT\}, \\ A_- \exp\{e(S - \varphi + \sqrt{eE})/kT\} \end{cases} \quad (3)$$

и может быть значительно большей, чем в отсутствие поля. В случае частиц сложного состава в (3) V — первый адiabатич. потенциал ионизации, A_+ — отношение полных статистич. сумм состояний заряженной и нейтральной частиц при темп-ре T .

Т. к. величина α характеризует зарядовое равновесие в испаряющемся потоке частиц, она не зависит от способа поступления частиц на поверхность: они могут поступать из окружающего пара, в виде атомных и молекулярных потоков, быть частицами поверхностного слоя самого твёрдого тела или чужеродными частицами, предварительно нанесёнными на поверхность, а также объёмными примесями, диффундирующими к поверхности. В условиях теплового равновесия в слое частиц на поверхности различия в способах поступления частиц сказываются лишь на температурных и временных зависимостях поступающих и испаряющихся потоков и, соответственно, ионных токов. Сложившиеся разделение термическим равновесной ионизации на нагретых поверхностях на П. и. (первые два способа) и на терм. о н и о н н у ю з м и с с и ю (остальные способы) отражает лишь различие способов транспорта первичных частиц к конпарующей поверхности.

В стационарных условиях при поступлении частиц назве поток v поступающих частиц равен испаряющемуся ($v = v_+ + v_0$), так что при $T = \text{const}$ и $v = \text{const}$ на поверхности устанавливается равновесное покрытие $N(T, v)$ первичными частицами; потоки v_+ и v_- , и, соответственно, ионные токи постоянны во времени:

$$v_+ = NC \exp(-I_+/kT), \quad v_0 = ND \exp(-I_0/kT),$$

где I_- — энергия, необходимая для десорбции частиц, а C и D — слабо зависящие от T множители. Для вычисления плотностей j стая, ионных токов вводят коэф. П. и. $\beta_+ = v_+/v$, показывающий, какая часть поступающего потока частиц конизируется, $\beta = \alpha/(1 + \alpha)$.

В случае первичных частиц сложного состава и поток v к поверхности может превращаться в неск. (i) видов вторичных частиц в результате диссоциации, хим. реакций и т. д. Его можно представлять состоящим из i потоков v_i и считать ионизацию частиц каждого вида независимой. При этом v_i и v связаны соотношением $v_i(T, E) = \gamma_i(T, E)v$, где γ_i — коэф. выхода реакции на поверхности по i -му каналу. В общем случае $j_{i+} = ev(1-R)\gamma_i\beta_i$, где R — коэф. отражения первичных частиц от поверхности. Подставляя β_i , получим:

$$j_{i+} = \frac{ev(1-R)\gamma_i}{1 + A_{i+} \exp\{e(V_i - \varphi - \sqrt{eE})/kT\}} \quad (4)$$

$$j_{i-} = \frac{ev(1-R)\gamma_i}{1 + A_{i-} \exp\{e(S_i - \varphi - \sqrt{eE})/kT\}}$$

При П. и. атомных потоков $R = 0$, $\gamma = 1$. Для трудноионизируемых веществ ($\alpha \ll 1$) выражения (4) упрощаются (рис. 1):

$$j_{i+} \approx ev(1-R)\gamma_i A_{i+} \exp\{e(\varphi + \sqrt{eE} - V_i)/kT\}, \\ j_{i-} \approx ev(1-R)\gamma_i A_{i-} \exp\{e(S_i - \varphi + \sqrt{eE})/kT\}. \quad (5)$$

Измеряя j , можно найти каждую из входящих в (5) величин. На этом основаны поверхностно-ионизационные методы исследования поверхности твёрдого тела и процессов взаимодействия частиц с твёрдым телом.

В случае $\alpha \gg 1$, когда $e(\varphi + \sqrt{eE} - V_i) \gg kT$ и $e(S_i + \sqrt{eE} - \varphi) \gg kT$, плотность ионного тока:

$$j_{i+} \approx ev(1-R)\gamma_i. \quad (6) \quad 645$$

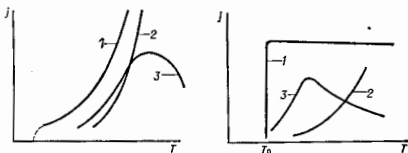


Рис. 1. Зависимости $j(T)$ при $\alpha \ll 1$, $E = \text{const}$, $v = \text{const}$ для случаев: 1) $\gamma = 1$ (1), γ возрастает с увеличением T (2); γ уменьшается с увеличением T (3).

Рис. 2. Зависимости $j(T)$ при $\alpha \gg 1$: $\gamma = 1$ (1), γ возрастает с увеличением T (2), γ уменьшается с увеличением T (3).

Особенностью «лёгкой» ионизации ($\alpha \gg 1$) является существование температурного порога T_0 (рис. 2) и температурного и полевого гистерезисов (вблизи T_0). Величина T_0 , зависящая от теплот испарения ионов и нейтральных частиц с поверхности, увеличивается с ростом v и уменьшается при увеличении E . Пороговые явления вызваны зависимостью теплоты испарения ионов и нейтральных частиц от степени покрытия и от E .

В случае $\alpha \gg 1$ при $T > T_0$ ионизируется практически каждая адсорбированная частица или каждая образованная ею вторичная частица; j слабо зависит от T и E , если $\gamma = 1$ или постоянна, и значит, превосходит ток₁, получаемые с помощью др. видов ионизации.

В случае неоднородных по ф твердых тел (напр., полукристаллических) на эмиссию ионов оказывают влияние т. н. контактные поля пятен (см. Работа выхода). При их компенсации внешним электрич. полем новый ток равен сумме токов с отдельных пятен. При этом в интервале T порядка неск. сотен градусов ф-лы (4,5) сохраняются при введении в них усредненных значений ϕ^* , A^* , ρ^* . Из-за сильной зависимости α от ф, положит. ионы трудноионизируемых веществ образуются преимущественно на участках с $\phi_{\text{макс}}$, а отрицательные ионы — с $\phi_{\text{мин}}$; так что при сравнимых площадях пятен $\Phi^+ \ll \Phi_{\text{макс}}$, $\Phi^- \gg \Phi_{\text{мин}}$.

В нестационарных условиях ($v \neq v_0 + v_{\pm}$) покрытие N и ионный ток I изменяются со временем. Часто специально создают такие условия, нарушающие равновесие адсорбированной слои реаким изменением v , T , или знака приложенного напряжения V . По изменению I со временем при разных T можно найти все кинетич. параметры термич. десорбции ионов (а в ряде случаев и нейтральных частиц), определяющие величины потоков частиц с поверхности: i_+ , i_0 , C , D , а также ср. времена жизни частиц на поверхности по отношению к термодесорбции в виде ионов и нейтральных частиц.

П. и. — один из эфф. способов пювизации. Она позволяет получать измеримые токи положит. ионов от частиц с $V \leq 9В$, а отрицат. ионов — от частиц с $S \geq 0,6В$. В большом числе комбинаций частица — твердое т.п. осуществляется лёгкая ионизация.

П. и. используется в ионных источниках, детекторах молекулярных и атомных пучков (включая селективные детекторы и газоанализаторы органич. соединений), для компенсации объёмного заряда электронов в разл. устройствах. П. и. позволяет исследовать мн. физико-хим. процессы на поверхности твёрдого тела, а также свойства частиц и поверхности твёрдого тела. Применяются свыше 30 поверхностно-ионизационных методов для определений: V и S атомов, молекул и радикалов; кинетич. характеристик термодесорбции этих частиц в виде ионов и в нейтральном состоянии; для изучения реакций на поверхности твёрдого тела; фазовых переходов в адсорбированных слоях; для определения активности катализаторов в гетерогенных реакциях диссоциации и др. Эти методы пригодны при $v \gg 1$ и имеют большую чувствительность, если $\alpha \gg 1$. Существуют комбинированные методы, в к-рых П. и. сочетается с термоэлектронной эмиссией, с электро-стимулированной десорбцией и др.

Лит.: Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969; и х ж; Методы физико-химических исследований, основанные на явлении поверхностной ионизации, в сб.: Проблемы современной физики. К 100-летию со дня рождения А. Ф. Иоффе, Л., 1960; Зандберг Э. И., Расулов У. X., Поверхностная ионизация органических соединений, «Успехи химии», 1982, т. 51, в. 9; Зандберг Э. Я., Наваров В. Г., Расулов У. X., Применение стационарных процессов поверхностной ионизации в исследовании взаимодействия частиц с поверхностью твёрдого тела, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1985, т. 49, в. 9, с. 1666.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЛОТНОСТЬ ЗАРЯДА — см. Плотность электрического заряда.

ПОВЕРХНОСТНАЯ СИЛА в механике — сила, приложенная к точкам поверхности данного тела. Примерами П. с. являются сила атм. давления на поверхности тела, силы сопротивления среды, действующие на движущиеся в этой среде тела, реакции опор.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ЭНЕРГИЯ — избыток (по сравнению с объёмными фазами) энергии поверхностного слоя между соприкасающимися фазами, приходящийся на единицу площади разделяющей поверхности. Если последняя делит двухфазную систему $A - B$ на части с объёмами V_A и V_B , то П. э. равна

$$\bar{U} = U - u^A V_A - u^B V_B,$$

где U — внутр. энергия системы, $u^{A,B}$ — плотности энергии в объёме фаз A и B . Аналогично определяются поверхностная энтропия \bar{S} , свободная П. э. $\bar{F} = \bar{U} - T\bar{S}$ и др. поверхностные термодинамич. потенциалы. Их численные значения зависят от положения разделяющей поверхности, к-рое для плоских поверхностей обычно выбирается из условия равновесия нулю адсорбции одного из компонентов (эквимолекулярная поверхность). В однокомпонентной системе уд. П. э. и уд. свободная П. э. σ (см. Поверхностное натяжение) связаны ур-нием Гиббса — Гельмгольца:

$$\bar{u} = \sigma - T \partial \sigma / \partial T.$$

Для границы жидкость — газ $\partial \sigma / \partial T = \bar{s} > 0$ (\bar{s} — уд. поверхностная энтропия) и $\bar{u} > \sigma$. В отличие от поверхностного натяжения П. э. слабо зависит от темп-ры.

Свободная П. э. определяет работу образования зародышей новой фазы и свободную энергию активации процесса фазового превращения. Существование свободной П. э. и поверхностного натяжения является причиной возникновения метастабильных состояний (стойкий переохлаждения, пересыщения). Свободная П. э. определяет процессы диспергирования, адгезии и смачивания. При низком значении свободной П. э. возникает самопроизвольное диспергирование фаз, происходящее, напр., вблизи критич. состояния. При смачивании погружением изменение свободной П. э. определяет работу смачивания (правило Дюпре). При неолном смачивании свободная П. э., входя в ур-ние Юнга, определяет равновесную форму капли или пузыря и величину краевого угла (см. Смачивание).

Равновесная форма аннотропного тела в общем случае определяется минимумом свободной П. э. при заданном объёме тела V (принцип Гиббса — Кюри):

$$\sum_i \sigma_i A_i = \min, \quad V = \text{const}$$

(суммирование по всем возможным i поверхностям с площадями A_i). Согласно правилу Вудфа (1895), вытекающему из принципа Гиббса — Кюри, равновесная форма монокристалла характеризуется наличием точки (точки Вудфа), расстояния h_i от к-рой до граней кристалла провондорнальны их свободным П. э.: $\sigma_i / h_i = \text{const}$. Чем выше свободная П. э. грани, тем меньше её вклад в свободную П. э. всего кристалла. В соответствии с принципом Гиббса — Кюри для изотропного тела равновесная форма — шарообразная, она присуща каплям и пузырям в отсутствие внеш. полей. Эти принципы определяют также форму мизел (см. Поверхностно-активные вещества, Полимеры).

Кроме П. э. и её аналогов в термодинамике поверхностных явлений рассматриваются характеристики межфазных линий, к-рые могут возникать на кривых пересечении поверхностей, так и в пределах одной поверхности, если на ней происходит двумерный фазовый переход. Избыток энергии на межфазной линии называют линией энергии. Существуют понятия линейной свободной энергии и др. оловнерных аналогов поверхностных величин. Свободная линейная энергия влияет на кинетику двумерных фазовых превращений, кинетику гетерогенной нуклеации, определяет краевую угол малых капель и пузырьков на жидкой и твёрдой поверхности. Линейная свободная энергия вносит вклад в формирование равновесной формы малых кристаллов.

Лит.: Р у с с о в А. И., Фазовое равновесие и поверхностные явления, Л., 1967; Г и б с Д. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Р о у л и н с к и Дж., У и л о м Б., Молекулярная теория капиллярности, пер. с англ., М., 1986. А. И. Русачко.

ПОВЕРХНО-АКТИВНЫЕ ВЕЩЕСТВА

(ПАВ) — вещества (как правило, органич. соединения), обладающие высокой поверхностной активностью, т. е. способностью адсорбироваться на межфазных границах и сильно снижать поверхностное натяжение. Мерой поверхностной активности может служить значение производной $d\sigma/dc$ при $c \rightarrow 0$, где σ — поверхностное натяжение, c — объёмная концентрация ПАВ. В принципе любое вещество в определённых условиях может проявить поверхностную активность. В особый класс ПАВ выделяются вещества, имеющие высокую поверхностную активность на границах водного раствора.

Поверхностная активность обусловлена строением молекул ПАВ: они дифильны, т. е. содержат одновременно гидрофильную (полярную) и гидрофобную (липофильную) атомные группы (см. *Гидрофильность и гидрофобность*). В качестве гидрофильных могут выступать функциональные группы спиртов (—ОН), кислот (—COOH, —SO₃H, —SO₃Na и др.) и их солей, аминов (—NH₂) и др. группы. Липофильные группы обычно представляются углеводородными или фторуглеродными радикалами.

Одна молекула ПАВ может содержать неск. групп обоих видов. Для того чтобы ПАВ собралось преим. на границе фаз (а не внутри одной из них), гидрофильная и липофильная части молекул должны быть энергетически сбалансированы. Соответствующая количеств. характеристика — число гидрофильно-липофильного баланса (ГЛБ) по шкале Гриффина — Дэвиса задаётся соотношением $ГЛБ = 7 + 0,36 W/kT$, где W — работа переноса 1 молекулы ПАВ из полярной в неполярную фазу (обычно из воды в жидкий углеводород). Для большинства ПАВ числа ГЛБ находятся в интервале 0—40. Малые числа ГЛБ соответствуют малорасторчивым, большие — водорастворимым ПАВ. Числа ГЛБ обладают свойством аддитивности по отношению к отд. группам молекулы ПАВ. Имеются таблицы групповых чисел, по к-рым быстро рассчитывается число ГЛБ для любого соединения. Число ГЛБ определяет назначение и эффективность действия ПАВ.

Наиб. важной классификацией ПАВ является классификация по ионным свойствам гидрофильных групп: 1) анионные (анионоактивные) ПАВ, способные диссоциировать в полярном растворителе с образованием поверхностно-активных анионов — соли карбоновых кислот (в т. ч. мыла), алкилсульфаты, алкилсульфонаты, алкиларилсульфонаты, фторуглеродные сульфонаты и др.; 2) катионные (катионоактивные) ПАВ, способные диссоциировать с образованием поверхностно-активных катионов (производные алкалминов и др.); 3) амфотерные (амфолитные) ПАВ, содержащие неск. полярных групп и дающие при диссоциации, в зависимости от величины pH в водном растворе поверхностно-активные анионы или катионы; 4)witterионные ПАВ, в нейтральных полярных средах к-рых противоионные заряды существенно разделены в

пространстве др. структурными элементами молекул (напр., бетаны состава $RN^+(CH_2C_6H_4)_3(GH_3)CH_2COO^-$, где R — алкил с числом атомов углерода 8—12); 5) неионные (неионогенные) ПАВ с протяжённой полярной группой — полиоксиэтиленовые эфиры алкилфатч. спиртов и кислот, алкилфенолов, аминов и др. соединений. Первые 3 типа часто объединяются под общим назв. ионных (ионогенных) ПАВ. Наиб. распространены анионные и неионные ПАВ. Поверхностно-активные вещества также делятся на низко- и высокомолекулярные (с периодич. расположением гидрофильных и липофильных групп в линейной полимерной цепи), масло- и водорастворимые, коллоидные (мицеллообразующие, их отличает оптимальная величина ГЛБ) и неколлоидные. Др. направление классификации — по назначению ПАВ. Различают эмульгаторы (ГЛБ 3,5 — 6 и 8—18), смачиватели (7—9), моющие агенты (детергенты, 13—15), солилизаторы (15—18) и т. д.

Адсорбция ПАВ при малой объёмной концентрации носит мономолекулярный характер (см. *Мономолекулярный слой*) и сопровождается возникновением *поверхностного давления*. Кинетика адсорбции определяется скоростью диффузии и для лек-рых ПАВ специфич. энергетич. барьером адсорбции, связанным с молекулярным строением ПАВ. Равновесная мономолекулярная адсорбция одного ПАВ описывается ур-нием Ленгмюра $\theta = kc/(1+kc)$, где θ — степень заполнения моноосла, c — концентрация ПАВ в объёмной фазе, k — постоянная для данного вещества величина. На межфазной границе молекулы ПАВ располагаются так, что гидрофильная группа остаётся в фазе, состоящей из полярных молекул. При адсорбции из водных растворов большую роль играет гидрофобный эффект — стремление воды к ликвидации внутр. полостей и выталкиванию гидрофобных тел, обусловленное межмолекулярным взаимодействием и структурой воды. Благодаря гидрофобному эффекту липофильные углеводородные или фторуглеродные цепи молекул ПАВ выталкиваются из водного раствора в воздух, соседнюю жидкую фазу из неполярных молекул или ирижируются к поверхности твёрдого тела. На границе раствор — воздух цепи ориентируются при малых θ горизонтально, при больших θ — вертикально.

Мицеллы ПАВ — молекулярные или ионные агрегаты размером ок. 3—100 нм, возникающие в растворах коллоидных ПАВ по достижении критич. концентрации мицеллообразования. Мицеллярные растворы ПАВ обладают специфич. свойствами. Переход к мицеллообразованию происходит в узком интервале концентрации, и его можно трактовать как фазовый переход 2-го рода. Причиной мицеллообразования в водных растворах является гидрофобный эффект, а в средах из неполярных молекул — взаимное притяжение полярных групп молекул ПАВ. При приближении концентрации ПАВ к критич. концентрации мицеллообразования происходит резкое изменение свойств раствора: электропроводности, поверхностного натяжения, коэф. рассеяния света, осмотич. давления, коэф. диффузии и т. д. Ниже определённой темп-ры (точки Крафта) образования мицелл не происходит, а при увеличении концентрации ПАВ наблюдается кристаллизация. Кривая равновесия мицеллярного раствора с твёрдой фазой на диаграмме состояния наз. границей Крафта. Её верхний предел соответствует нижней темп-ре существования жидких кристаллов, образовании д-рых характерен для концентриров. растворов ПАВ. Для мицелл характерен полиморфизм: при повышении концентрации ПАВ форма мицелл переходит от сферической к цилиндрической (стержниобразной), а затем — к пластинчатой (дискообразной).

Мицеллярные растворы могут растворять вещества, малорастворимые в данном растворителе, этот процесс наз. солюбилизацией. Он состоит в проникновении молекул растворимого вещества в мицеллы. Солюбилизация может происходить не только из соседней фа-

зы, по и из состава адсорбционного слоя раствора. На этом основан метод обнаружения в ПАВ поверхностно-активных примесей: ниже критич. концентрации мицеллообразования они в большой концентрации находятся в адсорбционном слое и поверхностное натяжение падает с увеличением концентрации раствора, выше этой концентрации — переходят в мицеллы и поверхностное натяжение возрастает. Т. о., наличие минимума на изотерме поверхностного натяжения раствора ПАВ свидетельствует о примесях в ПАВ.

ПАВ оказывают стабилизирующее действие в эмульсиях и др. дисперсных системах (суспензиях, пенах).

Применение ПАВ многообразно и продолжает расширяться. ПАВ используются как моющие средства, ингибиторы коррозии, смачиватели, плёнокообразователи, пенообразователи, пеногасители, эмульгаторы, диспергаторы, регуляторы роста кристаллов. Известны применения ПАВ в процессах флотации, для повышения отдачи нефтяных пластов, сборки нефти, борьбы с угольной пылью, гашения воли и турбулентностей, замедления испарения водоёмов, придания водоотталкивающих свойств почвам, цементам и др. материалам. Добавки ПАВ повышают качество строит. материалов, смазок и металлообрабатывающего инструмента. ПАВ необходимы для производства хим., пищевых, лекарственных эмульсий, пен (пожарных пен, пенопластов, пенобетонов и т. п.), аэрозолей и др.

Лит.: Абрамзон А. А., Поверхностно-активные вещества, 2 изд., Л., 1981; Русанов А. И., Левичев С. А., Жаров В. Т., Поверхностное разделение веществ, Л., 1981.

А. И. Русанов.

ПОВЕРХНОСТНОЕ ДАВЛЕНИЕ — характеристика мономолекулярного слоя, равная разности *поверхностных натяжений* чистой подложки (жидкой или твёрдой) γ_0 и подложки с находящимся на ней монослоем γ : $\pi = \gamma_0 - \gamma$. П. д. наз. также двумерным давлением. Разреженный монослой подчиняется ур-нию состояния двумерного идеального газа: $\pi A = kT$, где A — площадь, приходящаяся на одну молекулу в монослое. По изменению П. д. в процессе сжатия монослоя можно судить о происходящих в монослое фазовых превращениях. У монослоев адсорбционной природы (растворимых монослоев) площадь A , а следовательно, и П. д. оказываются связанными с концентрацией вещества монослоя в объёмной фазе. Для адсорбционных слоёв *поверхностно-активных веществ* (ПАВ) эта связь хорошо описывается ур-нием Шинскового

$$\pi = a \ln(1 + bc),$$

в к-ром константа a едина для гомологич. ряда ПАВ, а константа b увеличивается в 3—3,5 раза при удлинении углеводородной цепи молекулы ПАВ в данном гомологич. ряду на одну группу CH_2 (правило Дюкло — Траубе). Для смеси растворимых k и нерастворимых j ПАВ П. д. даётся ур-нием Кротова

$$\pi = a \ln \left(1 + \frac{\sum_{k \neq j} b_k c_k}{\sum_{j \neq k} \theta_j} \right),$$

где θ — степень заполнения монослоя. П. д. нерастворимого монослоя на жидкой подложке можно непосредственно измерить как силу на единицу длины линейного барьера, отделяющего область монослоя от области чистой поверхности.

А. И. Русанов.

ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ (межфазное натяжение) — механич. и термодинамич. характеристика межфазной поверхности, определяемая *межмолекулярными взаимодействиями* и структурой поверхностного слоя. Механически П. н. (γ , Н/м) определяется по аналогии со средним (гидростатич.) напряжением как половина следа двумерного тензора избыточных поверхностных напряжений (тензора натяжений) γ_{ik} отнесённого к нек-рой геом. разделяющей поверхности с координатой z_0 между соприкасающимися фазами α и β :

$$\gamma = \frac{\gamma_{11} + \gamma_{22}}{2}, \quad \gamma_{ik} = \int_{-\infty}^{z_0} [\sigma_{ik}(z) - \sigma_{ik}^{\beta}] dz + \int_{z_0}^{\infty} [\sigma_{ik}(z) - \sigma_{ik}^{\alpha}] dz,$$

где σ_{ik} — обычный тензор напряжений, зависящий в поверхностном слое от нормальной к поверхности координаты z . При равновесии изотропных макрофаз, напр. жидкости и газа, величина $\gamma = \gamma_{11} = \gamma_{22}$ не зависит от положения разделяющей поверхности. Термодинамически γ определяется как работа обратного образования единицы площади новой поверхности путём растяжения старой. Аналогичная работа σ (Дж/м²) образования поверхности разрезанием тела, часто также называемая П. н., имеет смысл уд. свободной поверхностной энергии для чистой жидкости и уд. поверхностного большого термодинамич. потенциала — для многокомпонентной жидкой смеси (в случае твёрдого тела σ — поверхностная плотность нек-рой ф-ции, обладающей свойством свободной энергии по отношению к малоподвижным компонентам кристаллич. структуры и большого термодинамич. потенциала по отношению к легкодиффундирующим компонентам). Тензор натяжений γ_{ik} , тензор деформации ϵ_{ik} (см. *Деформация*) и с связью изотермич. соотношением

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon_{ik}} = \gamma_{ik} - \sigma \delta_{ik}$$

а при наличии изотропии

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \ln A} = \gamma - \sigma$$

(A — площадь межфазной поверхности). Для жидкостей $\gamma = \sigma > 0$, что свидетельствует о наличии реальной тангенциальной стягивающей силы вдоль поверхности. Наб. П. н. имеют расплавы металлов (напр., Pt при 2300 К обладает $\gamma = 1,820$ Н/м). Для твёрдых тел диффузионное равновесие между поверхностью и объёмом устанавливается медленно, поэтому $\gamma \neq \sigma$, причём $\sigma > 0$, а γ может иметь любой знак (по имеющимся оценкам, у ионных кристаллов $\gamma < 0$).

Связь П. н. с др. параметрами состояния даётся ур-нием адсорции Гиббса (см. *Поверхностные явления*). У чистых веществ П. н. снижается с ростом темп-ры. Повышение давления приводит к уменьшению П. н. при заметной взаимной растворимости фаз и к возрастанию П. н. в противоположном случае (напр., в системе вода — гелий). Присутствие веществ с положительной адсорбцией вызывает снижение П. н. (наб. эффект дают *поверхностно-активные вещества*, а с отрицательной (характерной, напр. для аэрагента, солей в воде) — повышение П. н. Вдали от критич. точки гравитацион. поле практически не изменяет П. н.

Влияние внеш. электрич. поля существенно зависит от наличия в поверхностном слое спонтанной поляризации (характерной для воды и полярных жидкостей) и поверхностного электрич. потенциала. Если радиус кривизны поверхности много больше эфф. толщины поверхностного слоя, П. н. практически не зависит от форм поверхности. При достаточном уменьшении размера фазы эта зависимость появляется, причём П. н. определяется знаком кривизны поверхности: для капель чистой жидкости уменьшается, а для пузырьков — возрастает с уменьшением их радиуса. При наличии искривлённой поверхности П. н. оказывает влияние и на состояние внутр. объёмной фазы: повышается её давление и *химические потенциалы*, давление равновесного пара (см. *Кельвина уравнение*), растворимость, меняется темп-ра фазового перехода.

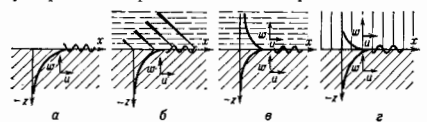
П. н. жидкостей обуславливает широкий круг *капиллярных явлений*. В основе всех методов измерения П. н. лежит закон Лапласа. При помощи спец. таблиц можно определить П. н. по форме мениска у плоской стенки, форме капли (лежащей или висшей) или её экстремальным параметрам, по высоте капиллярного поднятия, по силе удержания контакта с поверхностью жидкости или отрыва от неё пластины, кольца, цилиндра,

конуса или шара, по натяжению жидкой плёнки, по размеру и весу падающих капель, по макс. давлению в пузырьке, по кавитационным волнам. Из методов измерения динамики. П. н. наиб. известен метод осциллирующей струи. Для измерения очень малых П. н. на границе жидкость — жидкость, характерных, напр., для окрестности критич. состояния, используется метод вращающейся капли. П. н. малых зародышей новой фазы можно определить по скорости их образования. П. н. в твёрдых тел обычно определяют косвенно, исходя из межмолекулярных, межатомных и межионных взаимодействий.

Лит.: О но С., Коидо С., Молекулярная теория поверхностного натяжения в жидкостях, пер. с англ., М., 1963; Рутс и н в А. Я., Фазовое равновесие и поверхностные явления, Л., 1967; Гошштейн А. Я., Поверхностное натяжение твёрдых тел и адсорбция, М., 1976. А. И. Русанов.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ (ПАВ) — упругие волны, распространяющиеся вдоль свободной поверхности твёрдого тела или вдоль границы твёрдого тела с др. средой и затухающие при удалении от границы. ПАВ бывают двух типов: с вертикальной поляризацией, у к-рых вектор колеблется, смещения частиц среды в волне расположены в плоскости, перпендикулярной к граничной поверхности (вертикальная плоскость), и с горизонтальной поляризацией, у к-рых вектор смещения частиц среды параллелен граничной поверхности и перпендикулярен направлению распространения волны.

Простейшими и наиб. часто встречающимися на практике ПАВ с вертикальной поляризацией являются *Рэлея волны*, распространяющиеся вдоль границы твёрдого тела с вакуумом или достаточно разреженной газовой средой. Энергия их локализована в поверхностном слое толщиной от λ до 2λ , где λ — длина волны. Частицы в волне движутся по эллипсам, большая ось — параллельна направлению распространения волны (рис., а). Фазовая скорость волн Рэлея $c_R \approx 0,9c_L$, где c_L — фазовая скорость плоской поперечной волны.



Схематическое изображение поверхностных волн различного типа (слоншлой штриховкой обозначены твёрдые среды, прерывистой — жидкость; x — направление распространения волны; u , v и w — компоненты смещения частиц в данной среде; кривые изображают примерный ход изменения амплитуды смещений с удалением от границ раздела сред): а — волна Рэлея на свободной границе твёрдого тела; б — затухающая волна типа Рэлея на границе твёрдого тела; в — жидкость (наклонные линии в жидкой среде изображают волновые фронты отходящей волны, толщина их пропорциональна амплитуде смещений); г — незатухающая поверхностная волна на границе твёрдого тела и жидкости; з — волна Стоуни на границе раздела двух твёрдых сред; д — волна Лива на границе твёрдого полупространства — твёрдым слоем.

Если твёрдое тело граничит с жидкостью и скорость звука в жидкости $c_{ж}$ меньше скорости c_L в твёрдом теле (это справедливо почти для всех реальных сред), то на границе твёрдого тела и жидкости возможно распространение затухающей волны рэлеевского типа. Эта волна при распространении непрерывно излучает энергию в жидкость, образуя в ней отходящую от границы неоднородную волну (рис., в). Фазовая скорость данной ПАВ с точностью до процентов равна c_L , а коэф. затухания на длине волн $< 0,1$, т. е. на пути 10 λ волна затухает примерно в e раз. Распределение по глубине

смещений и напряжений в такой волне в твёрдом теле подобно распределению в рэлееской волне.

Помимо затухающей ПАВ, на границе жидкости и твёрдого тела всегда существует незатухающая ПАВ, бегущая вдоль границы с фазовой скоростью, меньшей скорости $c_{ж}$ волны в жидкости и скоростью продольных c_L и поперечных c_T волн в твёрдом теле. Эта ПАВ, являясь волной с вертикальной поляризацией, имеет совершенно другие структуру и скорость, чем рэлееская волна. Она состоит из слабо неоднородной волны в жидкости, амплитуда к-рой медленно убывает при удалении от границы (рис., е), и двух сильно неоднородных волн в твёрдом теле (продольной и поперечной). Благодаря этому энергия волны и движение частиц локализованы в основном в жидкости, а не в твёрдом теле. В практике подобный тип волны используется редко.

Если две твёрдые среды граничат между собой вдоль плоскости и их плотности и модули упругости не сильно различаются, то вдоль границы может распространяться ПАВ Стоуни (рис., з). Эта волна состоит как бы из двух рэлееских волн (по одной в каждой среде). Вертикальная и горизонтальная компоненты смещений в каждой среде убывают при удалении от границы так, что энергия волны оказывается сосредоточенной в двух граничных слоях толщиной $\sim \lambda$. Фазовая скорость волн Стоуни меньше значений c_L и c_T в обеих граничных средах.

Волны с вертикальной поляризацией могут распространяться на границе твёрдого полупространства с жидким или твёрдым слоем или даже с системой таких слоёв. Если толщина слоёв много меньше длины волны, то движение в полупространстве примерно такое же, как в рэлееской волне, а фазовая скорость ПАВ близка к c_L . В общем случае движение может быть таким, что энергия волны будет перераспределяться между твёрдым полупространством и слоями, а фазовая скорость будет зависеть от частоты и толщи слоёв (см. *Дисперсия звука*).

Кроме ПАВ с вертикальной поляризацией (в основном это волны рэлееского типа) существуют волны с горизонтальной поляризацией (волны Лива), к-рые могут распространяться на границе твёрдого полупространства с твёрдым слоем (рис., д). Это волны чисто поперечные: в них имеется только одна компонента смещения v , а упругая деформация в волне представляет собой чистый сдвиг. Смещения в слое (индекс 1) и в полупространстве (индекс 2) описываются след. выражениями:

$$v_1 = \frac{A}{\cos \theta_1} \cdot \cos s_1 (h - z) \cdot \sin(\omega t - kz),$$

$$v_2 = A \exp(s_2 z) \sin(\omega t - kz),$$

где t — время, ω — круговая частота, $s_1 = \sqrt{k^2 t_1^2 - k^2}$, $s_2 = \sqrt{k^2 - k_2^2}$, k — волновое число волны Лива, k_{t1} , k_{t2} — волновые числа поперечных волн в слое и полупространстве соответственно, h — толщина слоя, A — произвольная постоянная. Из выражений для v_1 и v_2 видно, что смещения в слое распределены не косинусом, а в полупространстве — экспоненциально убывают с глубиной. Глубина проникновения волны в полупространство меняется от долей λ до многих λ в зависимости от толщины слоя h , частоты ω и параметров сред. Само существование волны Лива как ПАВ связано с наличием слоя на полупространстве: при $h \rightarrow 0$ глубина проникновения волны в полупространство стремится к бесконечности и волна переходит в объёмную.

Фазовая скорость c волн Лива заключена в пределах между фазовыми скоростями поперечных волн в слое и полупространстве $c_{t1} < c < c_{t2}$ и определяется из ур-ния

$$\lg \frac{\omega}{c_{t1}} h \sqrt{\frac{c_{t1}^2}{c^2} - \eta^2} = \frac{s_2}{c_{t2}} \frac{h}{\rho_1} \cdot \sqrt{\frac{c_{t2}^2}{c^2} - \eta^2},$$

где ρ_1, ρ_2 — плотности слоя и полупространства соответственно, $\eta^2 = c^2 \epsilon_2 / c^2$. Из урния видно, что волны Лява распространяются с дисперсией: их фазовая скорость зависит от частоты. При малых толщинах слоя, когда $\omega h / c_{12} \rightarrow 0, \eta \rightarrow 1$, т. е. фазовая скорость волны Лява стремится к фазовой скорости объемной поперечной волны в полупространстве. При $\omega h / c_{12} \gg 1$ волны Лява существуют в виде неск. модификаций, каждая из к-рых соответствует нормальной волне определённого порядка.

На границах кристаллов могут существовать всё те же типы ПАВ, что и в изотропных твёрдых телах, только движение в волнах усложняется. Вместе с тем аннотация твёрдого тела может вносить нек-рые качества изменения в структуру волн. Так, на нек-рых плоскостях кристаллов, обладающих пьезоэлектрич. свойствами, волны типа волн Лява, подобно волнам Рэлея, могут существовать на свободной поверхности (без присутствия твёрдого слоя). Это т. н. электроакустические волны Гуллевая — Блюштейна. Наряду с обычными волнами Рэлея в нек-рых образцах кристаллов вдоль свободной границы может распространяться затухающая волна, излучающая энергию в глубь кристалла (вытекающая волна). Наконец, если кристалл обладает пьезоэффектом и в нём есть поток электронов (пьезополупроводниковый кристалл), то возможно взаимодействие поверхностных волн с электронами, приводящее к усилению этих волн (см. *Акустоэлектронное взаимодействие*).

На свободной поверхности жидкости уругие ПАВ существовать не могут, но на частотах УЗ-диапазона и ниже там могут возникать поверхностные волны, в к-рых определяющими являются не уругие силы, а иоверхностное натяжение — это т. н. капиллярные волны (см. *Волны на поверхности жидкости*).

Ультра- и гиперзвуковые ПАВ широко используются в технике для всестороннего неразрушающего контроля поверхности и иоверхностного слоя образца (см. *Дефектоскопия*), для создания микроразрешенных схем обработки элктрич. сигналов и т. д. Если поверхность твёрдого образца свободная, то применяются рэлеевские волны. В тех случаях, когда образец находится в контакте с жидкостью, с др. твёрдым образцом или твёрдым слоем, рэлеевские волны заменяются другим соответствующим типом ПАВ.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория уругости, 4 изд., М., 1987; Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лява в технике, М., 1966, гл. 1; Гетто и в, Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981; Физическая акустика, под ред. В. Маона, Р. Терстона, пер. с англ., т. 6, М., 1973, гл. 3; Поверхностные акустические волны, под ред. И. А. Векслера, М., 1981.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ (поверхностные поляритоны) — поверхностные эл.-магн. волны оптич. диапазона, распространяющиеся вдоль границы раздела двух сред и существующие одновременно в них обеих. Поля, переносимые этими волнами, локализованы вблизи поверхности и затухают по обе стороны от неё. П. о. в. являются частично продольными электромагнитными волнами ТМ-типа: магн. вектор H , перпендикулярный направлению распространения П. о. в., лежит в плоскости поверхности; элктрич. вектор имеет две составляющие: E_x — вдоль волнового вектора k_x и E_z — перпендикулярно поверхности (рис. 1, а). П. о. в. описываются ур-ниями Максвелла со стандартными граничными условиями. Распределение каждой из компонент (А) элктрич. и магн. полей на частоте ω в плоской П. о. в., бегущей вдоль оси x (рис. 1, а), имеет вид

$$A = A_0 \exp(\pm i k_x z) \exp(i(k_x x - \omega t)),$$

где A_0 — амплитуда, $k_x > 0, k_x > 0$ — коэф. затухания П. о. в. в средах 1 и 2, t — время. Знак (+) относится к средам 1 ($z < 0$); (—) — к среде 2 ($z > 0$) (рис. 1, б). При заданной амплитуде магн. вектора $A_0 = \mathcal{H}$ амплитуды остальных компонент равны:

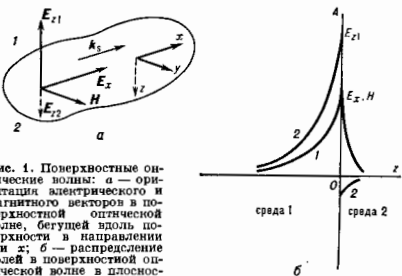


Рис. 1. Поверхностные оптические волны: а — ориентация элктрического и магнитного векторов в поверхностной оптической волне, бегущей вдоль поверхности в направлении оси x ; б — распределение полей в плоской оптической волне в плоскости, перпендикулярной направлению распространения. 1 — для компонент E_x и $H_x = H$, называющихся при $z = 0$ непрерывно; 2 — для компоненты E_z , исчезающей при $z = 0$ скачком.

$$E_x = \frac{i}{\sqrt{-(\epsilon_1 + \epsilon_2)}} \mathcal{H}; \quad E_z = -\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1(\epsilon_1 + \epsilon_2)}} \mathcal{H};$$

$$E_z = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2(\epsilon_1 + \epsilon_2)}} \mathcal{H},$$

где $\epsilon_1 = \epsilon_1(\omega), \epsilon_2 = \epsilon_2(\omega)$ — диэлектрич. проницаемости сред 1 и 2 на частоте ω . Волновой вектор k_x удовлетворяет дисперсионному соотношению

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}},$$

где $k_0 = \omega/c, c$ — скорость света в вакууме. Коэф. затухания κ_1 и κ_2 определяются как

$$\kappa_1 = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_1 - \epsilon_2}}; \quad \kappa_2 = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon_1}}.$$

Из условия вещественности и положительности величин k_x, κ_1 и κ_2 следует, что П. о. в. могут существовать только на границе раздела двух сред с диэлектрич. проницаемостями равных знаков. Если в среде 1 $\epsilon_1 > 0$, то диэлектрич. проницаемость среды 2, т. н. поверхностно-активной среды (ПАС), должна удовлетворять условию

$$\epsilon_2 < 0, \quad |\epsilon_2| > \epsilon_1. \quad (*)$$

Обычно П. о. в. возбуждают на границе ПАС с воздухом ($\epsilon_1 = 1$) или др. прозрачным диэлектриком. Для металлов и легков. полупроводников с высокой концентрацией свободных носителей равенство (*) выполняется в области аномальной дисперсии диэлектрич. проницаемости, к-рая занимает весь ИК- и видимый (для металлов) диапазон частот и ограничена сверху частотой поверхностного плазмона ω_{ps} (для частот $\omega \geq \omega_{ps}$ металл становится прозрачным и П. о. в. не возбуждаются, см. *Металлооптика*). На рис. 2 показана типичная дисперсионная кривая $\omega(k_x)$ для П. о. в. на металле, или поверхностных плазмон-поляритонов (параметры ω и k_x нормированы соответственно на

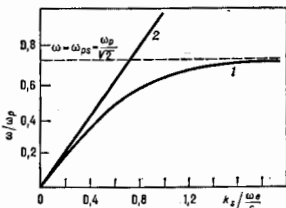


Рис. 2. Дисперсионная кривая поверхностных плазмон-поляритонов (1) на плоской границе раздела металла и вакуумом; ω_{ps} — плазменная частота электронов; 2 — свободная линия $\omega = ck_x$.

плазменную частоту электронов ω_p и k_0). П. о. в. могут также возбуждаться на поверхности полупроводников и диэлектриков в среднем ИК-диапазоне, в интервале между частотами продольного и поперечного оптич. фононов, где диэлектрич. проницаемость испытывает аномальную дисперсию. Соответствующие П. о. в. наз. также поверхностными фонон-поляритонами. Существуют П. о. в. и в области экситонного поглощения на полупроводниках.

Разработано неск. эффективных методов возбуждения П. о. в. светом (рис. 3): призмный, решётчатый и

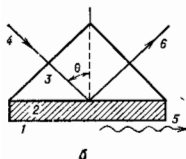
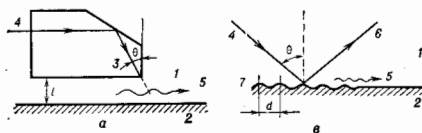


Рис. 3. Возбуждение поверхностных оптических волн: а — призмный метод, геометрия Отто; б — призмный метод, геометрия Кречмана; в — решётчатый метод. 1 — диэлектрик (воздух); 2 — ПАС (металл); 3 — призма; 4 — падающее излучение; 5 — поверхностная оптическая волна; 6 — зеркально отражённое излучение; 7 — решётка; l — зазор размером $\sim \lambda$; d — период решётки.

с помощью краевых диафрагм. В призмном методе, существующем в двух модификациях (геометрия Отто, рис. 3, а и геометрия Кречмана, рис. 3, б), используется явление *нарушенного полного внутреннего отражения* при падении р-поляризованного излучения (поляризованного в плоскости падения) со стороны оптически более плотной среды под углом $\theta > \arcsin(\epsilon_2/\epsilon_1)^{1/2}$, где $\epsilon_2 > \epsilon_1$ — диэлектрич. проницаемость материала призмы. В этом случае П. о. в. возбуждаются на гладкой поверхности, где непосредственно отсутствует вольтаж, т. е. волновой вектор П. о. в. больше волнового вектора света k_0 на той же частоте (рис. 2). При призмном методе (рис. 3, а) П. о. в. возбуждаются в ± 1 -м порядке дифракции падающего р-поляризованного излучения на решётках с периодом $d = \lambda/(\eta \pm \sin\theta)$, где λ — длина волны излучения, $\eta = k_0/k_0 - \text{эфф.}$ показатель преломления границы раздела для П. о. в. В большинстве случаев источники падающего излучения при возбуждении П. о. в. являются лазеры. Эффективность преобразования падающего объёмного излучения в П. о. в. в ИК-области достигает десятых долей, а в геометрии Кречмана для видимого света практический доходит до 1. Обратное преобразование П. о. в. в объёмное излучение также возможно с помощью призм и решёток.

Исследование и применение П. о. в. является перспективным и быстро развивающимся разделом оптики и спектроскопии твёрдого тела. Это обусловлено уникальными свойствами П. о. в., к-рые при распространении вдоль поверхности сосредоточены в ПАС в том же слое, что и объёмное излучение той же частоты (напр., в skin-слое металла толщиной $10^{-9} - 10^{-8}$ см). Длина пробег П. о. в. вдоль поверхности в ИК-области спектра может достигать неск. см и весьма чувствительна к процессам в поглощающем слое, к состоянию поверхности и её изменениям, наличию адсорбиров. слоёв, плёнок, шероховатости и др. Это позволяет использовать метод возбуждения П. о. в. для исследования поверхности и границ раздела, а также для оптич. измерений, напр. замераения поглощения металлич. зеркал на уровне 0,01 с точностью до 10%. Интерес к П. о. в. и др. поверхностным эл.-магн. возбуждениям связан

также с тем, что в процессе лазерных воздействий на ПАС обнаружены последствия их генерации. Среди них: гигантское комбинац. рассеяние адсорбиров. молекулами; усиленная генерация второй гармоники при отражении света от металла; образование поверхностных периодич. структур и рост эффективного коэф. поглощения при нагреве металлов и полупроводников лазерно-поляризов. лазерным излучением; возбужденные ТЕ-поляритоны на границе линейной и вильевой сред и др.

Лит.: Поверхностные поляритоны, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса, М., 1985.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ — электронные состояния, локализованные вблизи поверхности кристалла. Волновая ф-ция П. с. затухает в обе стороны от поверхности кристалла. Различают соств. П. с., обусловленные обрывом кристаллич. решётки на границе, и несобственные, локализованные на примесях или дефектах, находящихся на поверхности или в слое окисла, покрывающего поверхность. Соств. П. с. образуют разрешённые энергетич. зоны, разделённые априорными зонами, и их волновые ф-ции характеризуются волновым вектором k_{\parallel} , лежащим в плоскости, касательной к поверхности. Поверхностные разрешённые зоны могут располагаться в области энергий, соответствующих как запрещённым, так и разрешённым объёмным зонам (см. *Зонная теория*). При отсутствии в объёме состояний с ϵ' и k_{\parallel} , соответствующих П. с., эти П. с. наз. *истинными*, в обратном случае — *поверхностными резонансами*.

На возможность существования П. с. впервые указал И. Е. Тамм (1932), к-рый рассмотрел электронный спектр ограниченной одномерной решётки, состоящей из прямоугольных потенциальных ям, разделённых прямоугольными барьерами (см. *Крочица — Пенин модель*). Поэтому соств. П. с. наз. таммовскими состояниями. Их появление обусловлено отличиями высот потенциальных барьеров у ям в объёме и у поверхности. Поане Шоки (W. Shockley) показал, что П. с. могут возникать и в том случае, когда высоты потенциальных барьеров одинаковы, но в каждой яме есть нек. уровней и зоны, происходящие от этих уровней, пересекаются. В реальных кристаллах таммовские состояния соответствуют оборванным (ненасыщенным) валентным связям поверхностных атомов. Обычно в результате обрыва этих связей происходит перестройка, напр. *реконструкция поверхности*, т. е. смещение приповерхностных атомов как в плоскости, касательной к поверхности, так и по нормали к ней, в результате чего на поверхности образуются структуры с периодом, равным неск. периодом объёмной решётки или несоизмеримым с ними. Характер реконструкции зависит от кристаллографич. ориентации поверхности, метода её приготовления, в частности от темп-ры отжига, а также от типа и концентрации адсорбиров. примесей или наличия на ней слоя окисла. Напр., на поверхности (111) Si реализуются структуры с периодами (1×1) , (2×1) , (7×7) , на поверхности (100) — структуры (2×1) , (4×2) , (2×2) , а на той же поверхности с адсорбиров. водородом структуры (1×1) , (3×1) .

Спектр П. с. существенно зависит от типа реконструкции и от ориентации поверхности. Расчёт спектров П. с. проводится теми же методами, что и расчёт состояний в объёме. При самосогласов. расчётах одновременно определяются смещение поверхностных атомов (характер реконструкции поверхности) и распределение электронной плотности.

Для изучения соств. П. с. используют поверхность, получаемые сколом в высоком вакууме или жидком He; плёнки, получаемые методом молекулярной эпитаксии, а также поверхности, очищенные бомбардировкой ионами инертных газов с последующим отжигом в вакууме. Адсорбция чужеродных атомов или окисление поверхности изменяют спектр П. с. и, в частности, обычно приводят к исчезновению соств. П. с.

в области запрещённых зон полупроводников и появлению в этой области несость. П. с.

П. с. обнаружены у мн. металлов, полупроводников и диэлектриков. П. с., находящиеся в запрещённых зонах полупроводников, влияют на их электрич. свойства: они определяют изгиб зон у поверхности, т. е. работу выхода полупроводника и приповерхностную концентрацию электронов; в тонких образцах является и ср. концентрация электронов, П. с. ответственны за поверхность рекомбинацию и рассеяние, приводящие к уменьшению подвижности электронов в приграничных слоях.

Методы исследования. Для определения периода поверхностной структуры используется метод дифракции медленных электронов. Положение атомов на перестройке поверхности измеряется с помощью сканирующего туннельного микроскопа, а также по рассеянию ионов. Тип и концентрация адсорбиров. атомов определяются методами оже-спектроскопии. Сочетание туннельной микроскопии с одноврем. снятием вольт-амперных характеристик туннельного зонда дало возможность определить по отдельности распределение пространственной плотности электронов на П. с., соответствующих заполненным и пустым зонам.

Наиб. прямые методы определения спектра П. с., т. е. зависимости σ (k_{\parallel}), основаны на угловой зависимости фотополупроводниковой эмиссии и т. н. инверсионной фотомиссии (излучения, возникающего при захвате электронов из электронного пучка, падающего на поверхность). Первым способом измеряется спектр заполненных П. с., вторым — пустых.

Распределение П. с. по энергии устанавливается по частотной зависимости коэф. отражения или поглощения света, а также по спектрам электронов, неупруго рассеянных поверхностью кристалла. Чтобы отделить вклад П. с. от объёмных, изучается влияние окисления поверхности или адсорбции чужеродных атомов. При оптич. методах исследования вклад объёмных и П. с. определяют по зависимости от поляризации света (угла между вектором поляризации и нормалью к поверхности).

Прямые методы измерения плотности и энергии, спектра П. с., находящихся в запрещённой зоне полупроводника, являются поля эффект (изменение проводимости) и модуляция ёмкости МДП-структуры при изменении напряжения, приложенного между полупроводником и металлом. Этот метод даёт возможность измерить долю заряда на П. с. и в приграничном слое полупроводника при известном изгибе зон у поверхности, определяемом положении П. с. относительно уровня Ферми. Аналогичные результаты дают и измерения изменения работы выхода полупроводника при освещении.

Наряду с электронными П. с. в полупроводниках имеются поверхностные экситоны, волновая ф-ция к-рых также локализована вблизи границы.

Лит.: Тамм Л. Э., Über eine mögliche Art der Elektronenbindung an Kristalloberflächen, *Z. Phys.*, 1932, Bd 76, S. 849; то же, *Физ. Z. Sowjet.*, 1932, Bd 1, S. 733; Ржанов А. В., Электронные процессы на поверхности полупроводников, М., 1971; Дависон С., Левин Дж., Поверхностные (Тамм-моуновские) состояния, пер. с англ., М., 1973; Нестерев И. Г., Б. А., Сидякин О. В., Физические свойства атомно-чистой поверхности полупроводников, К., 1983. Г. Е. Липус.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — явления, связанные с существованием межфазных границ. В области контакта двух фаз под влиянием разности их молекулярно-силовых полей происходит образование поверхностного слоя, сопровождающегося адсорбцией, возникновением поверхностной энергии, поверхностного напряжения, поверхностного электрич. потенциала и др. специфич. поверхностных свойств, любое проявление к-рых относится к П. я. Толщина поверхностного слоя определяется радиусом действия поверхностных сил и радиусом молекулярных корреляций в каждой из фаз; выдал от критич. точки она порядка дес. молекулярных радиусов и сильно возрастает (как и радиус коррел-

ляций) при приближении хотя бы одной из фаз к критич. состоянию.

Поверхностные слои неоднородны в масштабе молекулярных размеров и анизотропны независимо от агрегатного состояния фаз, отличаются от объёмных фаз физ. свойствами (плотностью, вязкостью, поляризуемостью и т. п.), молекулярным строением и хим. составом (в многокомпонентных системах). В поверхностных слоях наблюдаются специфич. хим. эффекты (смещение хим. равновесия, изменение констант скоростей хим. реакций), вплоть до изменения валентности (напр., для Sn, Cr). Особыми свойствами обладают и родственные поверхностным слоям малые (хотя бы в одном измерении) объекты — тонкие плёнки и нити, узкие щели и поры, капли, кристаллы и полости микроскопич. размеров. Изучение тонких плёнок и мономолекулярных слоёв даёт сведения о природе межмолекулярной взаимодействия и строения молекулу.

При удалении на поверхности двумерных фазовых переходов, а также при пересечении поверхностей образуются межфазные линии — одномерные аналоги межфазных поверхностей, с существованием к-рых связаны n и e и γ и e — γ в l и e и γ . Неоднородная линейная область является одномомерным аналогом поверхностного слоя и обладает линейным натяжением, линейной свободной энергией и т. д. Уд. линейные термодинамич. потенциалы отличаются от поверхностных лишь тем, что относятся к единице длины (измеряются в Дж/м). Линейные явления существенны лишь для очень малых объектов (зародышей двумерных фаз, смазывающих микрокапель и т. п.).

Закономерности П. я. описываются законом Лапласа и ур-нием Юнга (см. Смазывание), а также обобщённым ур-нием адсорбции Гиббса:

$$d\sigma = -\bar{s}dT + (\bar{\gamma} - \sigma) \cdot d\bar{\epsilon} - \sum_i \Gamma_i d\mu_i,$$

где σ — работа образования единицы поверхности путём разрезания (см. Поверхностное натяжение), \bar{s} — уд. поверхностная энтропия (см. Поверхностная энергия), $\bar{\gamma}$ — тензор поверхностных натяжений, $\bar{\epsilon}$ — единичный тензор, $\bar{\epsilon}$ — тензор деформации (символ « ϵ » означает скалярное произведение тензоров), μ_i — химические потенциалы молекул (или электролит. потенциалы ионов), Γ_i — их адсорбции, суммирование производится по всем компонентам, для к-рых возможно равновесие между объёмной фазой и поверхностным слоем. Для жидких поверхностей σ — поверхностное натяжение, а деформат. член отсутствует. Ур-ние адсорбции Гиббса устанавливает связь между важнейшими П. я. — адсорбцией и поверхностной активностью (см. Поверхностно-активные вещества).

Существенное влияние оказывают П. я. на свойства макросистем. Это связано с увеличением поверхности в таких системах, её искривлением и взаимодействием разл. поверхностей друг с другом. Все три фактора характерны для ультрадисперсных (микрорегетогенных) систем. Искривление поверхности оказывает влияние на состояние объёмных фаз и порождает капиллярные явления. В гетерогенной системе только с искривлёнными поверхностями уже не действует Гиббса правило фаз в его классич. форме: в такой системе число степеней свободы на единицу меньше числа компонентов и не зависит от числа фаз (в реальных системах не существует ограничений на число дисперсных фаз). Эффект взаимодействия поверхностей выражается в перекрытии поверхностей слоёв и приводит к появлению *расклинивающего давления* тонких плёнок, к-рое (при толщ. его аэане) способствует устойчивости дисперсных систем (расклинивающее давление определяется как разность внеш. давления на плёнку и давления в объёмной фазе, составленной из компонентов плёнки при тех же, что и в плёнке, значениях темп-ры и хим. потенциалов).

Важную группу П. я. составляют электроповерхностные явления: поверхностная проводимость, поверхностный электрич. потенциал, электронная эмиссия и др. Все они связаны с образованием на межфазной границе *двойного электрического слоя* в результате эмиссии или специфич. адсорбции ионов, а также ориентации диполь в поле поверхностных сил (в случае полярных жидкостей в этом процессе могут играть существенную роль диполь-квадрольные взаимодействия).

К П. я. относятся *коалеска, аблация, смачивание, смачивочное и моющее действие, трение, пропитка пористых тел*. П. я. влияют на прочность твёрдых тел (напр., адсорбционное понижение прочности — эффект Ребиндера). П. я. играют важную роль в фазовых процессах. На стадии зарождения фаз П. я. создают энергетич. барьер, определяющий кинетику процесса и возможность существования метастабильных состояний, а при контакте массивных фаз регулируют скорость тепло- и массообмена между ними. Провищаемость поверхностных слоёв и плёнок, связанная с их молекулярным строением, обуславливает мембранные явления, особенно важные в биол. системах. П. я. влияют на коррозию, выветривание горных пород, почвообразование, атм. явления и др. естеств. процессы. На использовании П. я. основаны мн. технол. процессы — хим. синтез с применением гетерогенного катализа, поверхностное разделение веществ и флотация, механич. обработка и упрочнение материалов, фильтрация, приготовление порошков, амальгам, пен и аэрозолей и др. При этом широко применяются поверхностно-активные вещества, регулирующие поверхностное натяжение и свободную поверхностную энергию.

Лит.: Русаков А. И., Фазовые равновесия и поверхностные явления, Л., 1967; Адамсон А., Физическая химия поверхности, пер. с англ., М., 1979; Дерягин Б. В., Чигрина Н. В., Мудлер В. М., Поверхностные силы, М., 1985; Роулисон Дж. Уидом В. М., Молекулярная теория капиллярности, пер. с англ., М., 1986.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС электромагнитного поля — соотношение, определяющее связь между тангенциальными компонентами комплексных амплитуд гармонич. электрического $E(r)\exp(i\omega t)$ и магнитного $H(r)\exp(i\omega t)$ полей на нек-рой поверхности S . В случае произвольной поляризации поля и ориентации S П. я. является двумерным тензором второго ранга. Если тангенциальные составляющие полей E_{\parallel} и H_{\parallel} перпендикулярны, вводит скалярный П. я. $Z_{\parallel} = E_{\parallel}/H_{\parallel}$, обладающий многими сходными свойствами с импедансом участка цепи переменного тока. Подробнее см. *Импеданс* (электрич.).

ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН АНТЕННА — антенна, в к-рой используется открытая линия передач с замедляющей системой; частный случай *антенны бегущей волны*. Бегущие замедленные волны оказываются «прижатыми» к направляющей поверхности, поэтому их называют *поверхностными* (поперечная составляющая волнового вектора является в таких системах мнимой величиной, т. е. амплитуда поля в направлении нормали к поверхности экспоненциально убывает), поток энергии вдоль поверхности концентрируется вблизи неё.

Конструкции П. в. а. разнообразны: в качестве замедляющих систем используют диэлектрик, металл с диэлектрич. покрытием, раал. периодич. структуры (ребристые, ленточные, стержневые и т. п.).

В качестве излучателя в П. в. а. используется открытый конец волновода, рупор, диполь и т. п. Напр., известная антенна «волновой канал» — это П. в. а. стержневого типа, возбуждаемая симметричным вибратором. П. в. а. относятся к классу антенн продольного (осевого) излучения: поле в них как бы «срывается» с открытого конца линии передач. Для формирования диаграмм направленности применяют системы с постепенным изменением импедансных свойств поверхности, что одновременно обеспечивает оптимальное согласование с окружающим пространством.

П. в. а. используют на летат. аппаратах и др. подвижных объектах.

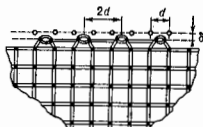
Лит. см. стр. 5. **ПОВЕРХНОСТЬ** — граница раздела между двумя контактирующими средами. В раал. ситуациях употребляются такие термины: свободная, или атомно-чистая, П. (П. твёрдого тела в вакууме, чистая от загрязнений), «покрытая П.» (П. твёрдого тела с адсорбированной на ней определённой плёнкой), «реальная П.» (покрытая в результате пребывания в атмосфере плёнкой неизвестной природы), «межфазная граница», «контакт» (последний термин обычно относится к границе между конденсиров. средами).

В каждой из контактирующих сред на нек-рое расстояние от П. простирается слой, в к-ром элементный состав и хим. состояние, атомная и электронная структуры и, следовательно, динамич., электронные, магн. и др. свойства вещества существенно отличаются от его свойств в объёме. Толщина этого слоя зависит от природы соприкасающихся сред и внеш. условий и определяется характерной длиной, присущей рассматриваемому физ. явлению (см. *Размерные эффекты, Квантовые размерные эффекты*). Напр., толщина слоя со специфич. электронными свойствами определяется длиной экранирования электрич. поля в среде и заменяется от 10^{-8} см в металлах до величин $10^{-6} - 10^{-4}$ см и более в полупроводниках, плазме и электролитах (см. *Дебаевский радиус экранирования*).

Атомная структура поверхностного слоя. Специфика атомной структуры вблизи свободной П. твёрдых тел проявляется в т. ч. в поверхностных релаксации и реконструкции. При релаксации структура атомных плоскостей, параллельных П., сохраняется такой же, как в объёме, но межслойные расстояния у П. изменяются. Согласно данным, полученным методом *дифракции медленных электронов*, изменение (в большинстве случаев уменьшение) межслойного расстояния у П. металлов обычно не превышает неск. % и охватывает, быстро затухая, лишь 2—3 приповерхностные плоскости.

При реконструкции симметрия решётки в приповерхностной области резко отличается от таковой в объёме (рис.). Это явление характерно в первую очередь для

Атомная структура кристалла с ковалентными связями (двойные линии). Соседние атомы поверхностного слоя (светлые кружки) образуют связи между собой, объединяясь в димеры. При этом на поверхности период решётки равен $2d$ (реструктуриция — 2×1). Кроме того, межслойное расстояние уменьшается на величину b (релаксация).



кристаллов с ковалентной связью (напр., Si и Ge). Вследствие сильно анизотропного характера ковалентного взаимодействия нарушение периодичности решётки при образовании П. влечёт за собой коренную перестройку геометрии межатомных связей у П. Обнаружены также реконструкция П. ряда переходных и благородных металлов. Хотя сам факт реконструкции установлен достоверно, построение детальных моделей поверхностной решётки затруднено ввиду сложности однозначной расшифровки электрограмм (см. *Реконструкция поверхности*).

Особенности атомной структуры характерны также для границ раздела между двумя конденсиров. средами. В пограничном слое жидкости (толщиной $\sim 10\text{Å}$), примыкающем к П. кристалла, имеется повышенная степень порядка по сравнению с ближним порядком в объёме жидкости (см. *Дальний и ближний порядок*). На границе электрод — электролит наблюдается преимуществ. ориентация дипольных молекул, образует слой, экранирующий электрич. поле (см. *Двойной электрический слой*). Протяжённость и строение слоя с особой структурой вблизи контакта двух твёрдых тел

определяется энергией взаимодействия контактирующих атомов или молекул, соотношением периодов кристаллич. рёшеток и их упругими свойствами (см. *Эпиктазия, Гетеропереход*). Структура рёшеток, образуемых на П. твёрдого тела адсорбиру. частицами, определяется конкуренцией между атомным потенциальным рельефом П. и взаимодействием между частицами в адсорбиру. плёнке (см. *Адсорбция*).

Поверхностный слой является квазидвумерной системой, в к-рой упорядочение имеет особенности. На П. происходят специфич. структурные фазовые переходы, отражающиеся в изменении различных физ.-хим. свойств П.

Важными разновидностями П. раздела в твёрдых телах являются границы между кристаллич. зёрнами разл. ориентаций (*межзёрные границы*), определяющие мн. характеристики поликристаллич. материалов, а также границы между доменами (*доменные стенки*) в сплавах, магнетиках, *сегнетоэлектриках* и др. объектах, однородных по хим. составу.

Электронные свойства поверхности отличаются от объёмных, в частности наличием электронных *поверхностных состояний*. Соответствующие им волновые ф-ции электронов экспоненциально затухают при удалении от П. Изменение концентрации электронов у П. полупроводников (вследствие их перехода в поверхностные состояния или от одной контактирующей среды к другой) приводит к изгибу энергетич. зон, на чём основано выпрямление тока на контактах металл — полупроводник (см. *Шоттки барьер*) и *p-n-переходы*. Приповерхностный слой может иметь проводимость, значительно превышающую объёмную, а при достаточно сильном изгибе зон изменяется сам характер проводимости и возникает *инверсионный слой*. Вследствие малой толщины проводящего слоя электроны в нём образуют квазидвумерную систему. В таких слоях может достигаться высокая подвижность электронов [10^6 см²/(В·с)], в их использование в микроэлектронных приборах позволяет повысить быстродействие и уменьшить рассеиваемую мощность.

В разрешённых энергетич. зонах у П. характерные пиксы плотности электронных состояний обычно уже, чем в объёме, ввиду меньшего числа соседей у поверхностных атомов (см. *Плотность состояний*). Коллективные электронные возбуждения (*плазмоны*) на П. имеют меньшую энергию, чем в объёме (в простейшем случае — в $\sqrt{2}$ раза), и проявляются, напр., в спектрах потерь энергии электронов, рассеянных в кристаллах.

Распределение электронов вокруг ионных остовов поверхностных атомов асимметрично, что приводит к наличию нек-рого дипольного момента. Связанный с этим двойной электрич. слой вносит существенный вклад в поверхностный потенциальный барьер (см. *Работа выхода*). Электронная структура чужеродных атомов и молекул, адсорбируемых на П., также существенно изменяется. Напр., они могут поляризоваться, приобретать нек-рый электрич. заряд, что приводит к изменению характера их взаимодействия. Вследствие этого внутримолекулярные связи могут быть настолько ослаблены, что происходит диссоциация адсорбиру. молекулы. Эти явления лежат в основе гетерогенного катализа. В процессе десорбции может происходить передача электронов от десорбирующей частицы к П. или в обратном направлении (см. *Поверхностная ионизация*).

Влияние П. на волновые процессы. У П. наблюдается особое поведение волн разной природы, происходит преломление и отражение волн, возникают поверхностные волны (у группы, капиллярные, электромагнитные), амплитуда к-рых убывает при удалении от П., а скорость направлена вдоль П. (см. *Поверхностные акустические волны, Волны на поверхности жидкостей*). Поверхностные акустич. волны нашли практич. применение в акустозлектронике.

Атомная динамика П. Для характеристики тепловых колебаний поверхностных атомов на языке квази-частиц вводится понятие *поверхностных фононов*, отличающихся от объёмных фононов законом дисперсии (их частоты могут, напр., попадать в зоны, запрещённые для объёмных фононов; см. *Колебания кристаллической решётки*). По температурной зависимости интенсивности рассеянных пучков при дифракции медленных электронов найдено, что среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний поверхностных атомов на границе твёрдое тело — вакуум примерно в 1,5—2 раза превышает объёмное значение.

Оптические свойства П. Соотношения между амплитудой, фазой и поляризацией падающей, отражённой и преломлённой на П. световых волн определяются *Френеля формулами*. У П. образуются связанные состояния фотонов с поверхностными оптич. фононами, плазмонами и др. дипольно-активными квазичастицами, на ив. поверхностными *поляритами*. Анализ их характеристик лежит в основе одного из перспективных оптич. методов исследования П. Интенсивность *комбинационного рассеяния света* на молекулах, адсорбированных на металлах, в ряде случаев значительно выше (в 10^4 — 10^7 раз), чем на тех же молекулах в объёмной фазе (гигантское комбинационное рассеяние). Это обусловлено усилением эл.-магн. поля геом. неоднородностями П., а также эфф. передачей энергии от поверхностных электронных возбуждений колебательным модам адсорбиру. молекулы. При пересечении П. заряд. частицами наблюдается эл.-магн. *переходное излучение*.

Магнитные свойства П. Теория предсказывает отличие намагнитченности поверхностного слоя, а также темп-ры магн. фазовых переходов на П. от соответствующих объёмных значений. Эксперим. исследованием магнетизма П. осуществляются методами дифракции медленных нейтронов, электронов, а также с помощью *квантового магнитометра*, чувствительность к-рых достаточна для измерения намагнитченности отд. молекул вещества.

Массоненосе на П. происходит при достаточно низких темп-рах быстрее, чем в объёме, поскольку энергия активации *поверхностной диффузии* вследствие большей свободы перемещений частиц обычно в 2—5 раз меньше, чем объёмной диффузии (коэф. диффузии зависит от атомной структуры П. и различен для разных граней кристалла). В процессах поверхностного массоненоса проявляются коллективные эффенты, обусловленные взаимодействием поверхностных частиц и их скоррелиров. движением.

Поверхностная энергия. П. обладает нек-рой избыточной поверхностной энергией, т. к. образование П. требует разрыва или перестройки связей между атомами или молекулами в конденсиров. среде. Работа образования единицы площади П. равна уд. поверхностной свободной энергии (поверхностному натяжению). При фазовых переходах 1-го рода, когда в однородной системе начинает выделяться новая фаза, необходимость затрат энергии на образование межфазной П. приводит к явлениям перегрева или переохлаждения (см. *Кинетика, Кристаллизация*).

Равновесное состояние системы конечных размеров определяется (при пост. объёме) минимумом суммарной свободной энергии, в к-рую вносит вклад как объём, так и П., причём относительный вклад П. изменяется обратно пропорц. размеру объекта. Уменьшение поверхностной свободной энергии, происходящее за счёт тех или иных изменений П. (сокращения её площади, понижения энергии в результате насыщения свободных связей поверхностных атомов и молекул и т. д.), служит движущей силой таких поверхностных явлений, как адсорбция, смачивание, растекание, *адгезия* и *коагуляция*, *коагуляция акустическая*, образование капель, *капиллярные явления* и др. Эти явления находят практич. применение в разнообразных технологиях. Напр., ис-

подлежать то обстоятельству, что в результате адсорбции изменяются как свойства адсорбированных частиц (см. выше), так и свойства подложки: работа выхода и определяемые ею эмиссионные характеристики, скорость испарения вещества подложки, хим. активность П. по отношению к разл. реакциям. В веществах, у к-рых адсорбция уменьшает поверхностную энергию, облегчается образование дефектов, тем самым повышается прочность твердых тел (см. *Рейбиндера эффект*). Адсорбция стимулирует также образование эмульсий и пен (см. *Поверхностно-активные вещества*).

Экспериментальные методы, дающие информацию о поверхностных явлениях на атомном уровне, разнообразны. Это автоматизированная микроскопия (см. *Ионный проектор*), дифракция электронов, инфракрасная спектроскопия, ионная спектроскопия, комбинационное рассеяние света, оже-спектроскопия, сканирующая туннельная микроскопия, термодесорбц. спектроскопия, фотомикроаналитическая спектроскопия, электронная микроскопия, электрон-фотонная спектроскопия, эллипсометрия и др. Эти методы позволяют решать мн. практически важные задачи в области электроники, роста кристаллов, вакуумной техники, катализа, повышения прочности материалов и их обработки, борьбы с коррозией и трением и т. д. Т. к. роль П. особенно велика для частиц малых размеров и тонких пленок, то исследование поверхностных явлений приобрело особо важное значение для развития *микромеханики*.

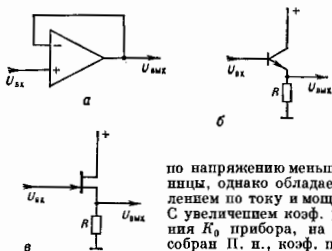
Лит.: Новое в исследовании поверхности твердого тела, под ред. Т. Днявильской, Р. Ванселова, пер. с англ., в. 1—2, М., 1977; Болышов И. А. и др., Сульфидоносные пленки на поверхности металлов, «УФН», 1977, т. 122, с. 125; Методы анализа поверхностей, под ред. А. Зандерны, пер. с англ., М., 1979; Адамсон А. А., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979; Электронная и ионная спектроскопия твердых тел, под ред. И. Фирзенца, пер. с англ., М., 1981; Нестеренко В. А., Сивитко О. В., Физические свойства атомно-ионной поверхности полупроводников, К., 1983; Зенгунгу И. З., Физика поверхности, пер. с англ., М., 1980.

А. Г. Пауменов.

ПОВОРОТНОЕ УСКОРЕНИЕ — то же, что *Кориолиса ускорение*.

ПОВОРОТНЫЕ ИЗОМЕРЫ — изомеры молекул, отличающиеся поворотом атомных групп вокруг простых (одинарных) связей. См. *Изомерия молекул*.

ПОВТОРИТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ — усилитель электрических колебаний, охватывающий т. н. 100%-ной отрицательной обратной связью, в к-ром выходящее напряжение полностью подается на вход в противофазе со входным напряжением. Такая схема имеет коэф. передачи



по напряжению меньше единицы, однако обладает усилением по току и мощности. С увеличением коэф. усиления K_0 прибора, на к-ром собран П. н., коэф. переда-

чи П. п. K приближается к единице по закону $K = K_0 / (K_0 + 1)$. Глубокая обратная связь обеспечивает высокое входное и низкое выходное сопротивление и широкую полосу пропускания П. н., а также снижает искажения сигнала, обусловленные нелинейностью усилительного прибора (т. н. *нелинейные искажения*).

Обычно П. н. строится на одиночных биполярных и полевых транзисторах или на операционных усилителях (см. *Полевой транзистор*, *Транзистор биполярный*).

В последнем случае (рис., а) выход соединяется с инвертирующим входом, а входной сигнал подается на неинвертирующий вход (с л. д. я. ц. и й усилителя). В П. н., выполненных на одиночных транзисторах, выходное напряжение снимается с сопротивления R , включенного в цепь эмиттера биполярного или в цепь истока полевого транзистора. Соответствующие схемы наз. эмиттерным и истоковым повторителями (рис., б и в). Напряжения база — эмиттер и затвор — исток, управ. яющие выходным током транзистора, равны разности входного и выходного напряжений. Эмиттерный повторитель обладает более низким выходным сопротивлением, чем истоковый, и его коэф. подачи ближе к единице, однако входное сопротивление истокового повторителя значительно выше.

П. н. используются для развязки и согласования отд. узлов электронных устройств, в качестве входных каскадов радиоприемных и т. п. Большая полоса пропускания обуславливает широкое применение эмиттерных и истоковых повторителей в ВЧ-схемах.

Лит.: Титенко У. Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982; А. В. Степанов, **ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ** — способность поглощаемого телом потока излучения к падению на него монохроматич. потока излучения к падающему; то же, что монохроматический коэффициент поглощения. П. с. зависит от вещества, из к-рого тело состоит, от формы тела и от его темп-ры. Если П. с. тела в нек-ром диапазоне частот и темп-р равен 1, говорят, что оно при этих условиях является *абсолютно черным телом*. П. с. наряду со спектральной *испускательной способностью* входит в *Кирхгофов закон излучения* и характеризует отклонение поглощающих свойств данного тела от свойств абсолютно черного тела. П. с. — важная характеристика *теплового излучения*. Сумма П. с., пропуская коэф. коэффициента и отражения коэффициента, равна 1.

Лит.: Лангабегер Г. С., Олтман, 5 изд., М., 1976. А. И. Гагарин.

ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН — превращение энергии волны в др. виды энергии в результате ее взаимодействия с др. волнами или со средой, в к-рой она распространяется, или с телами, к-рые расположены на пути ее распространения. В зависимости от природы волн и свойств среды механизм П. в. может быть различным (напр., при *поглощении звука и поглощении света*), но во всех случаях П. в. приводит к ослаблению интенсивности волны. Ославление волн при распространении может быть вызвано не только собственно поглощением, но и др. явлениями, при к-рых энергия падающей волны переходит в энергию др. типов волн, возникающих под действием падающей волн (напр., при *рассеянии волн*).

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА — явление необратимого перехода энергии звуковой волны в др. виды энергии, в основном в тепло. П. з. обычно характеризуется коэф. П. з. α , определяемым как обратная величина того расстояния, на к-ром амплитуда звуковой волны падает в e раз. Амплитуда плоской звуковой волны, бегущей вдоль оси x , убывает с расстоянием как $\exp(-\alpha x)$, а интенсивность — как $\exp(-2\alpha x)$. Амплитуда стоячей звуковой волны после выключения источника звука убывает со временем как $\exp(-\alpha t)$, где c — скорость звука, t — время. Коэф. П. з. выражают в m^{-1} , т. е. в неперех на метр или же в децибелах на метр (1 дБ/м = 0,115 Нп/м). В гидроакустике часто пользуются единицей дБ/км. П. з. можно характеризовать также коэф. потерь $\epsilon = \alpha \lambda / \pi$ (где λ — длина звуковой волны) или добротностью $Q = 1/\epsilon$. Величина $\alpha \lambda$ наз. *логарифмич. декрементом затухания звука*.

При распространении звука в среде, обладающей свдвиговой и объёмной вязкостями и теплопроводностью, коэф. П. з. для продольной волны равен

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left[\frac{4}{3} \eta + \zeta + \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right], \quad (1) \quad 655$$

где ρ — плотность среды, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота звуковой волны, η и ζ — коэф. сдвиговой и объёмной вязкости, κ — коэф. теплопроводности, c_p и c_v — теплоёмкости среды при пост. давлении и объёме соответственно. В области низких частот, где ни один коэф. η , ζ и κ не зависит от частоты, для характеристики П. з. часто пользуются величиной α/f^2 , к-рая в этом случае также не зависит от частоты и является параметром, характеризующим свойства среды. Значение α/f^2 , как правило, в жидкостях меньше, чем в газах, а в твёрдых телах меньше, чем в жидкостях. Выражение (1) для α применимо только для звуковых волн малой амплитуды. П. з., обусловленное сдвиговой вязкостью и теплопроводностью, наз. классической и характеризуется коэф. $\alpha_{кл}$.

Часть коэф. П. з., к-рая пропорц. объёмной вязкости, связана с релаксационными процессами (см. *Релаксация акустическая*). На высоких частотах коэф. объёмной вязкости начинает зависеть от частоты, вследствие чего α имеет частотную зависимость, отличающуюся от ω^2 . Коэф. П. з., связанный с релаксацией, имеет вид

$$\alpha_p = \frac{c_{\infty}^2 - c_0^2}{2} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2)$$

где τ — время релаксации, c_0 — скорость распространения звука при малых частотах ($\omega \tau \ll 1$), c_{∞} — скорость звука при высоких частотах ($\omega \tau \gg 1$). Полный коэф. поглощения

$$\alpha = \alpha_{кл} + \alpha_p.$$

На низких частотах, т. е. при $\omega \tau \ll 1$, коэф. П. з. описывается ф-лой (1), где $\zeta = \rho \tau (c_{\infty}^2 - c_0^2)$. Величина α_p при $\omega \tau \ll 1$ растёт с увеличением частоты, а на частоте релаксации $\omega_p = 1/\tau$ имеет максимум (рис. 1).

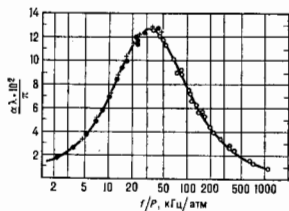


Рис. 1. Зависимость величины α от f/p для CO_2 при температуре 21°C.

Величина α/f^2 , постоянная при $\omega \tau \ll 1$, в области частот, близких к ω_p , уменьшается с ростом частоты, а при $\omega \tau \gg 1$ стремится к нулю, причём α_p стремится к пост. величине $(c_{\infty}^2 - c_0^2)/2c_0^2$. Релаксационное поглощение всегда сопровождается дисперсией звука.

Релаксация связана с разл. внутримолекулярными и межмолекулярными процессами, происходящими в среде под действием УЗ, поэтому анализ частотных и температурных зависимостей коэф. П. з. позволяет судить об этих процессах. Частота релаксации ω_p для равных веществ может лежать как в ультразвуковой, так и в гиперзвуковой области; величина её зависит от темп-ры, давления, примесей др. веществ и от др. факторов. Исследованиями поглощения и скорости звука в зависимости от частоты, темп-ры, давления, концентрации примесей и др. физ. величин занимается *молекулярная акустика*.

П. з. в газах. Теплопроводность и сдвиговая вязкость в газах дают вклад в П. з. одного порядка величины. Вклад объёмной вязкости и релаксационных процессов значителен для многоатомных газов, тогда как в одноатомных газах релаксационные процессы отсутствуют и $\alpha = \alpha_{кл}$. Данные о П. з. в жидк-ых газах в УЗ-диапазоне частот приведены в табл. 1.

Табл. 1.—Поглощение ультразвука в газах

Газ	Частота f , кГц	Давление p , атм.	$\alpha/f^2 \cdot 10^{11}$, м ⁻¹ с ²	
			эксперимент	теория (классическая)
Воздух	132—400	1.0	2,94—3,99	1,24
		1160	1,67	
Углекислый газ	304,4	0,98	27,1	1,30
Нитрог.	598,4	1,0	3,58	0,17
Оксиг. азота	598,9	0,95	1,83	1,56
Кислород	598,9	0,99	1,68	1,49
Аргон	425,0	1,0	1,9	1,9
Азот	598,9	0,97	1,35	1,3

Из табл. видно, что в ряде случаев измеренные значения П. з. заметно превышают $\alpha_{кл}$. Это указывает на существенный вклад релаксационных процессов. П. з. в CO_2 довольно велико (рис. 1), напр. на частоте 50 кГц при комнатной темп-ре и нормальном давлении величина $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-3}$ м⁻¹, т. е. волна затухает в r раз на расстоянии 5 см.

В газах произведение П. з. на длину волны ($\alpha \lambda$) при заданной темп-ре зависит не только от частоты, но и от давления в газе p , т. е. от отношения f/p , поскольку время релаксации в газах обратно пропорц. числу соударений молекул, а следовательно, давлению газа p .

В таких газах, как CO_2 , CS_2 , CO и др., осн. вклад в П. з. даёт релаксационный процесс возбуждения колебат. степеней свободы. В более сложных системах может иметь место как колебательная, так и вращат. релаксация, причём обычно частоты релаксации этих процессов различаются на неск. порядков.

Примеси посторонних газов заметно влияют как на величину α_p , так и на ω_p . П. з. в воздухе зависит от его влажности (рис. 2). В воздухе на частотах ниже 1 МГц

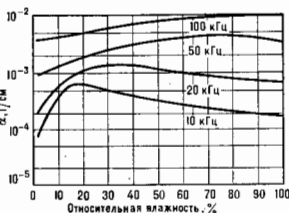


Рис. 2. Зависимость α в воздухе от относительной влажности при различных частотах.

осн. вклад в П. з. даёт колебат. релаксация молекул O_2 и H_2 . В сильно разреженных газах, т. е. при больших значениях отношений f/p , когда длина волны звука становится сравнимой с длиной свободного пробега молекул, для описания П. з. нужно пользоваться кинетич. теорией газов.

При распространении звука в помещениях, сосудах и трубах на П. з. в среде накладываются поглощение в пограничном слое, к-рое пропорц. величине $1/\delta^2$, где $\delta = \sqrt{2\eta/\rho\omega}$ — глубина проникновения вязкой волны. В малых объёмах поглощение и пограничного слоя может оказаться преобладающим.

П. з. в жидкостях. П. з. в обычных жидкостях в основном определяется вязкостью (как сдвиговой, так и объёмной). В большинстве жидкостей эксперим. значения коэф. П. з. существенно превышают значения, даваемые классич. теорией, что свидетельствует о большом вкладе релаксационных процессов. Релаксационное поглощение в жидкостях может быть обусловлено колебат. релаксацией, структурной релаксацией (ассоцииров. жидкости, поведение к-рых похоже на поведение воды), поворотной-изомерной релаксацией, диссоциацией растворённых веществ в растворах электролитов и пр.

В жидкостях частота релаксации, как правило, очень велика, поэтому область релаксации часто оказывается лежащей в диапазоне гиперзвуковых частот. В этих случаях при $\omega \ll \omega_r$ релаксационные процессы приводят к большим значениям ξ и существенным отклонениям от классич. значений $\alpha_{\text{кл}}$ (табл. 2), по качеству.

Табл. 2.—Теоретические и экспериментальные значения поглощения ультразвука в жидкостях

Жидкость	Частота f , МГц	$\alpha/f^2 \cdot 10^{14}$, м ⁻¹ с ²	
		эксперимент	теория (классическая)
Вода	1-250	23	8,5
Ацетон	6-70	30	7,0
Толуол	1-75	80	7,8
Четырёхлопастный углерод	1-100	500	20,0
Уксусная кислота	1,5-67,5	9000-158	17
Глицерин (30°C)	22,3	2730	1600
Этиловый спирт	1-220	55	20
Ртуть	21-998	12-13	10,3
Аргон (-187,8°C)	44,4	10,1	8,1

характер частотной зависимости $\alpha \sim f^2$ сохраняется до высоких УЗ-частот. Коэф. поглощения в жидкостях обычно сильно зависит от темп-ры (рис. 3).

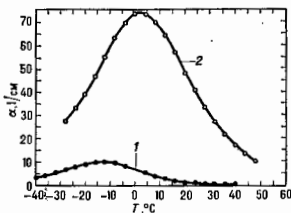


Рис. 3. Зависимость α от температуры для жидкостей (гексастрола) со структурной единицей релаксации: 1 — для 3 МГц; 2 — для 22 МГц.

Температурные кривые поглощения имеют максимум, величина и положение которого зависит от частоты: с увеличением частоты максимум сдвигается в сторону больших темп-р и величина α растёт, что свидетельствует об увеличении времени релаксации при повышении темп-ры.

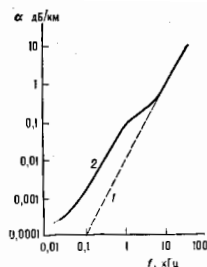
П. з. в растворах электролитов связано с хим. релаксацией и диссоциацией растворённых веществ. П. з. в морской воде довольно велико, оно заметно превышает поглощение в пресной воде. Это связано с двумя релаксационными процессами и зависит от солёности и темп-ры морской воды: на частотах от 10 до 100 кГц преобладает поглощение, обусловленное релаксацией солей сульфата магния, а на частотах ниже 10 кГц вклад в поглощение даёт релаксация солей борной кислоты. На низких частотах (0,1-3 кГц) для расчёта α морской воды можно пользоваться приближённой эмпирич. ф-лой

$$\alpha = \frac{0,11f^2}{1+f^2} + \frac{44f^2}{4100+f^2}$$

где f — частота в кГц, α — в дБ/км. В области частот 5-60 кГц для качества оценок поглощения иногда пользуются зависимостью $\alpha \approx 0,036 f^{1/2}$, где частота f в кГц, α в дБ/км. Измерение значения П. з. в море на НЧ часто заметно превышает расчётные (рис. 4).

В жидкостях с пузырьками газа П. з. имеет резонансный характер. Добавка к коэф. П. з., обусловленная пузырьками газа, равна $\alpha_{\text{п}} = 4,34/\sigma_{\text{п}}N$ дБ/длина, где N — число пузырьков в единице

Рис. 4. Поглощение звука в морской воде: 1 — расчётное релаксационное поглощение; 2 — измеренные значения.



объёма, $\sigma_{\text{п}}$ — сечение рассеяния одиночного пузырька. Для пузырьков одного размера с радиусом a

$$\sigma_{\text{п}} = \frac{4\pi a^2 k}{[(\omega/\omega_r)^2 - 1]^2 + \delta^2}$$

где k — волновое число в жидкости, δ — величина, характеризующая потери в пузырьке газа. Резонансная частота пузырька с радиусом a равна $\omega_r = \frac{1}{a} \left(\frac{3P_0 \gamma}{\rho_0} \right)^{1/2}$, где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ для газа, P_0 и ρ_0 — давление и плотность жидкости. Отсюда видно, что когда частота звуковой волны совпадает с резонансной частотой пузырька, П. з. резко увеличивается. Полное поглощение в среде с пузырьками газа представляет собой сумму коэф. поглощения для чистой жидкости и величины $\alpha_{\text{п}}$.

В высокополимерах, резинах и пластмассах П. з. сильно зависит от состава и структуры материала. В этих веществах определяющий вклад в П. з. вносят релаксационные процессы, причём, как правило, имеется широкий спектр времён релаксации. Под действием УЗ-волны происходит сворачивание и разворачивание клубков молекул полимеров. Область релаксации для разных материалов может лежать как в низкочастотном, так и в меггерцевом диапазонах частот. Зависимость α от темп-ры имеет один или неск. максимумов, положение которых зависит как от материала, так и от частоты звука. С ростом частоты положение максимумов сдвигается в сторону больших темп-р. Для вулканизиров. резины при частоте 10 МГц имеется максимум при темп-ре $\approx 40^\circ\text{C}$, в полистироле — при темп-ре порядка -10°C . Величина коэф. П. з. в резине при $f = 40$ МГц составляет неск. сотен дБ/см.

Величина П. з. в веществах биол. происхождения имеет большой разброс, т. к. зависит от способа приготовления образца, условий и метода измерения. Некоторые данные приведены в табл. 3 и на рис. 5. В биол. тканях часто бывает трудно отделить истинное П. з. от др. механизмов, приводящих к уменьшению амплитуды звука.

Табл. 3.—Поглощение ультразвука в биологических средах

Биологическая среда	α , см ⁻¹	
	при $f=1$ МГц	при $f=3$ МГц
Кровь	0,023	0,087
Жир	0,044-0,09	0,076-0,46
Кость	0,14-0,66	0,3-1,2
Хрящ	0,58	1,44
Кость черепа	1,5-2,2	8-20
Лёгкое	3,5-5	3,6-8,8

П. з. в твёрдых телах. В твёрдых телах П. з. различно для продольных и сдвиговых волн. Это связано как

с различием скорости звука для этих волн, так и с тем, что в П. з. для продольной и сдвиговой волн могут давать вклад разл. механизмы. Для определения α в твёрдом теле, как правило, ф-лой (1) не пользуются,

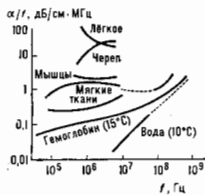


Рис. 5. Поглощение звука в тканях биологического происхождения.

т. к. в этом случае П. з. может определяться механизмами, не укладывающимися в простую схему, на основании к-рой выведена эта ф-ла. П. з. в твёрдых телах вызывается в основном внутренним трением и теплопроводностью среды, а на ВЧ и при низких темп-рах — разл. процессами взаимодействия УЗ- и гиперзвуковых волн с возмущениями в твёрдом теле, такими, как тепловые колебания решётки (фононы), электроны, спиновые волны и пр. На поглощение сдвиговых волн в однородных твёрдых телах теплопроводность и др. объёмные эффекты не влияют, т. к. сдвиговые волны не связаны с изменением объёма.

П. з. в твёрдом теле зависит от кристаллич. состояния вещества (в монокристаллах коэф. П. з. обычно меньше, чем в поликристаллах), от наличия дефектов и примесей, от предварит. обработки, к-рой был подвергнут материал (для металлов — ковка, прокат, отжиг, закалка) и т. п. Внутр. трение в кристаллах при комнатной темп-ре сильно зависит от наличия дислокаций. Под действием звука в кристалле возникают перемещаемые упругие напряжения, к-рые возбуждают колеб. движения дислокаций. Взаимодействие этих колебаний с фононами решётки приводит к доп. П. з. Различаются три осн. механизма дислокац. П. з.: струнный, при к-ром дислокация рассматривается как струна длиной l , закрепленная в двух точках и колеблющаяся под действием звука в вязкой среде (рис. 6, а); гистерезисный, обусловленный отрывом дислокаций от их точек закрепления при больших амплитудах колебаний (рис. 6, б, в); релаксационный, связанный

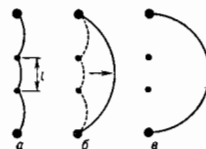


Рис. 6. Положение дислокационной линии под действием механических напряжений в звуковой волне: а — струна длиной l колеблется в вязкой среде; б и в — отрыв дислокаций от точек закрепления при больших амплитудах механических напряжений.

с дефектами, возникающими в самом процессе деформации и проявляющийся гл. обр. в металлах с гранецентрир. решёткой — меди, свинец, никель и др.

Дислокац. П. з. зависит от амплитуд звуковой волны. Изучение дислокац. поглощения позволяет исследовать дислокац. структуру кристалла и её изменение при различных внеш. воздействиях — нагревании, ковке, прокате, ионизирующих излучениях и др.

Во мн. твёрдых телах при не очень высоких частотах коэф. П. з. изменяется пропор. частоте и поэтому величина добротности Q от частоты не зависит. В табл. 4 приведены значения $\epsilon = 1/Q$ для нек-рых материалов.

Т а б л. 4. — Поглощение ультразвука в твёрдых телах

Материал	Диапазон частот f	Коэффициент потерь $10^4 \epsilon$	Тип волны
Плавленый кварц	5—19 МГц	0,225	сдвиговая
Алюминий поликристаллический	3,5—1,5 МГц	0,515	продольная
Свинец	3,1—7,5 МГц	1,7	продольная
	1,6—15 кГц	280	сдвиговая
Стекло крон.	1,0—8 кГц	290	сдвиговая
Нержавеющая сталь	4—7,5 МГц	2,38	
1X1 8Н9Т	18—25 кГц	4,4	продольная
Титан ВТ1	18—25 кГц	1,4	продольная
Медь М5	—	5,2	продольная
Латунь Д55	—	2,4	продольная
Алюминиевый сплав АМГ	—	3,0	продольная

Роль теплопроводности для продольных волн в однородном твёрдом теле идентична роли теплопроводности в жидкости и газе. Вклад теплопроводности составляет примерно половину от полного поглощения в металлах, в к-рых велики коэф. теплового расширения и теплопроводности, и всего лишь неск. процентов от полного поглощения в диэлектриках.

Другой механизм поглощения, также имеющий место в большинстве веществ, связан с нелинейным взаимодействием звуковой волны и тепловых колебаний кристаллич. решётки, т. е. с взаимодействием звуковых и тепловых фононов. Такое П. з. поэтому часто наз. «решёточным» или «фононным». Оно проявляется на ВЧ в достаточно чистых и бездефектных кристаллах. В зависимости от частоты и соотношения длины волны УЗ и длины свободного пробега тепловых фононов в кристалле (определяемой темп-рой) рассматриваются разл. модели фононового поглощения. На сравнительно низких частотах действует т. п. механизм Ахиезера. Он заключается в том, что звуковая волна, представляющая собой когерентный пучок фононов, нарушает равновесное распределение тепловых фононов, и вызванное ею перераспределение энергии между фононами приводит к необратимому процессу диссипации энергии. Этот механизм имеет релаксационный характер, причём роль времени релаксации играет время жизни фонона, равное $\tau = l/c = 3kT/c^2$, где l — длина свободного пробега фонона, \bar{c} — средняя скорость звука. В этом случае коэф. П. з.

$$\alpha = 1,4c_T \gamma T^2 \frac{\omega^2 \tau}{\rho c^2 (1 + \omega^2 \tau^2)}, \quad (3)$$

где γ — постоянная Грюнайсена, T — абс. темп-ра. Этот механизм П. з. даёт вклад в поглощение как продольных, так и сдвиговых волн. Он является доминирующим при комнатных темп-рах, при к-рых выполняется условие $\omega \tau \ll 1$. В области гиперзвуковых частот (10^{10} — 10^{11} Гц) и при низких темп-рах, близких темп-ре жидкого гелия, когда $\omega \tau \gtrsim 1$, П. з. является результатом трёхчастичного взаимодействия когерентных звуковых фононов с тепловыми; взаимодействие когерентного и теплового фононов приводит к появлению третьего, также теплового, фонона и, следовательно, с учётом законов сохранения энергии и импульса — к уменьшению звуковой энергии, т. е. к П. з. Этот механизм поглощения наз. механизмом Ландау — Румера.

Решёточное П. з. является осн. механизмом поглощения в чистых бездислокац. кристаллах диэлектриков, в к-рых др. механизмы проявляются слабо. Такие кристаллы могут обладать очень малым коэф. П. з.; так, весьма малое поглощение при комнатной темп-ре было обнаружено в топазе, берилле, сапфире (табл. 5). Температурная зависимость коэф. П. з. в диэлектриках имеет характерный вид, показанный на рис. 7 для кристалла Al_2O_3 .

Табл. 5. — Поглощение звука в некоторых кристаллах

Кристалл	Направление распространения	Тип волны	T, К	f , ГГц	α , дБ/м
Кварц	ось X	продольная	300	1	500
	—а—	поперечная	300	1	500
	—а—	поперечная медленная	300	1	80
Санфир	ось Z	продольная	300	1	50
	ось C	—а—	300	1	109
	—а—	—а—	300	9	$1,5 \cdot 10^3$
Рутил	ось C	продольная	300	1	150
	—а—	—а—	20	1	30
Железистый гранат	[100]	поперечная	300	1	34
	—а—	—а—	300	9	$2,5 \cdot 10^3$
Алюмоитный гранат	[100]	продольная	300	9	20
	—а—	—а—	300	9	$2,5-3,0 \cdot 10^3$
Берилл	ось C	продольная	300	9	$1,5 \cdot 10^3$
Нюобат лития	ось C	продольная	300	1	30
	—а—	—а—	300	9,4	$2,7 \cdot 10^3$

При темп-рах $T \leq 40$ К коэф. П. з. не зависит от темп-ры; в интервале темп-р 20—100 К имеется область резкого возрастания коэф. П. з., где зависимость α от T для разных кристаллографич. ориентаций изменяется от $\alpha \sim T^4$ до $\alpha \sim T^2$; при темп-рах выше 100 К коэф. П. з. вновь почти не зависит от T . Такой ход $\alpha(T)$ можно объяснить соответствующей зависимостью для c_{ij} и k в ф-ле (3).

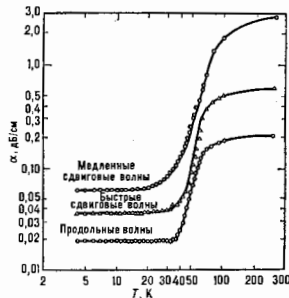


Рис. 7. Зависимость α в монокристалле Al_2O_3 от темп-ры для продольных и спиговых ультразвуковых волн с частотой 1 ГГц, распространяющихся вдоль оси C.

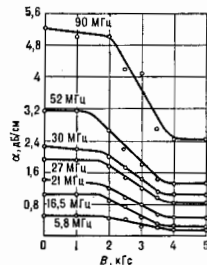
П. з. в монокристаллах зависит от направления распространения волны относительно кристаллографич. осей и от наличия примесей. Последние могут не только изменять величину коэф. П. з., но и влиять на характер его зависимости от T . Напр., в кварце наличие примесей приводит к появлению пиков на зависимости $\alpha(T)$. Коэф. П. з. в синтетич. кварце при нек-рых темп-рах может на 2—3 порядка превышать коэф. П. з. в натуральном кварце.

В металлах и полупроводниках кроме решеточного П. з., описанного выше, а также П. з., обусловленного теплопроводностью и внутр. трением, имеется ещё спещи-циальное поглощение, связанное с взаимодействием УЗ

с электронными проводимости (см. *Акустическое взаимодействие*). В металлах эти эффекты становятся заметными при темп-рах ниже примерно 10 К. При переходе металла в сверхпроводящее состояние П. з. уменьшается, а при наложении магн. поля, разрушающего сверхпроводимость, поглощение возрастает. Взаимодействие акустич. волны с носителями тока в полупроводнике при наличии внеш. электрич. поля может привести к появлению отрицат. П. з., т. е. к усилению звука.

В ферромагнетиках имеется дополнит. П. з., обусловленное эффектом *магнитоупругости*. Под действием упругой волны в них возникает локальная переменная намагниченность и связанные с ней потери энергии, в первую очередь на токи Фуко и магн. гистерезис. Эти потери, вызывающие П. з., зависят от частоты. Зависимость магнитоупругих и магн. характеристик вещества от состояния намагниченности также влияет на П. з. (рис. 8). В частности, при наложении внеш. магн. поля коэф. П. з. уменьшается, а с ростом частоты растёт. В нек-рых веществах взаимодействие акустич.

Рис. 8. Зависимость α различных частот в смысле от магнитной индукции B при распространении вдоль осей [110].



волны с системой ядерных спинов или же с электронными спинами парамагн. центров может приводить к резонансному П. з. (см. *Акустический парамагнитный резонанс*, *Акустический ядерный магнитный резонанс*).

В поликристаллах как величина коэф. П. з., так и его частотный ход зависит от соотношения между размерами кристаллита a , длиной тепловой волны $\lambda = \sqrt{\chi/\rho}$ и длиной волны звука λ . При низких частотах ($\omega \ll \chi/a^2$, где $\chi = \kappa/\rho c_p$ — коэф. температуропроводности) $\alpha \sim \omega^2$. На ВЧ, т. е. при $\omega \gg c/a$, снова $\alpha \sim \omega^2$, а в области частот $\chi/a^2 \ll \omega \ll c/a$ коэф. $\alpha \sim \sqrt{\omega}$. Аналогичный характер имеет поглощение поперечных волн в тонких пластинках и стержнях, где толщина пластинки играет ту же роль, что и размеры кристаллита в поликристаллах.

При фазовых переходах 2-го рода П. з. аномально возрастает с приближением темп-ры к темп-ре перехода T_c , что связано с ростом термодинамич. флуктуаций. С ростом интенсивности звука становятся существенными нелинейные эффекты, к-рые приводят к зависимости коэф. П. з. от амплитуды (см. *Нелинейная акустика*).

Методы измерения П. з. разнообразны и зависят от вещества, в к-ром П. з. измеряется, от диапазона частот и величин коэф. П. з. Во всех методах измерений важно выделить истинное поглощение и отделить его от др. явлений, приводящих к уменьшению амплитуды звука, таких, как сферич. расхождение, дифракц. эффекты, рассеяние, а также потери на склейках и пр.

Лит.: Гандау Л. Д., Диффиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Алфре Я. Т., Механические свойства высокополимеров, пер. с англ., М., 1952; Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Herzfeld K., Litovitz T.,

Absorption and dispersion of ultrasonic waves, N. Y., 1959; М. и Х. Г. Солдатов, В. А. Сыржак, Ю. П. Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Маона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 4; т. 2, ч. А, М., 1968; т. 3, ч. В, М., 1968, гл. 5 и 6; т. 4, ч. В, М., 1970, гл. 2; Косилкин А. Б., Ультразвуковые измерения, 2 изд., М., 1982; Труалл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Weils P. N., T., Вестфалинский университет, Лейпциг, 1977; Келья К., Медлен Т., Акустическая океанография, пер. с англ., М., 1980; Кривяков В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984. А. Л. Полякова.

ПОГЛОЩЕНИЕ РАДИОВОЛН — превращение энергии эл.-магн. волны радиодиапазона при распространении в среде в др. виды энергии. Различают нерезонансное и резонансное П. р. Резонансное П. р. — преобразование энергии радиоволны в тепловую энергию среды. При резонансном П. р. энергия радиоволны расходуется на переходы молекул вещества в более высокие энергетич. состояния.

Нерезонансное П. р. может происходить из-за конечной проводимости коаксиальных кабелей, волноводов и т. п. при распространении радиоволн в фидерных СВЧ-линиях питания приёмно-передающего оборудования (см. *Волновод металлопластиковый*); из-за конечной проводимости земной поверхности при распространении *земной волны* (см. *Распространение радиоволн*); за счёт затрат энергии радиоволны на преодоление взаимного трения молекул газа, обладающих электрич. и магн. моментами, и частиц гидрометеороидов (дождя, града и т. п.) при распространении волн в тропосфере; из-за трения электронов, находящихся под воздействием эл.-магн. поля радиоволны, с ионами и нейтральными частицами плазмы при распространении волн в ионосферной и космич. плазме. Резонансное П. р. в тропосфере обусловлено переходом молекул газа в более высокие энергетич. состояния за счёт энергии радиоволны. Оно достигает максимума при совпадении частоты волны с одной из частот разрешённых квантовых переходов (см. *Квантовая электродинамика, Радиоспектроскопия*).

Поглощение приводит к ослаблению радиоволн. При распространении земной волны такое ослабление практически отсутствует для сверхдлинных волн и растёт с увеличением частоты волны. В тропосфере П. р. проявляется на частотах выше 10 ГГц. При этом осн. поглощение санти- и миллиметровых волн вызывают кислород (резонансные полосы поглощения вблизи частот 60 и 120 ГГц) и водяной пар (полосы поглощения вблизи 22 и 183 ГГц). П. р. в околоземной плазме иррегулярно мало на частотах выше 100 МГц. Для коротких и средних радиоволн (КВ и СВ) осн. поглощение происходит в D слое ионосферы. Наб. сильно поглощение КВ проявляется в высоких широтах во время геофиз. возмущений. Поглощение сверхдлинных радиоволн (СДВ) зависит от состояния нижней ионосферы: при сравнительно слабых ионосферных возмущениях П. р. растёт с ростом возмущения, а при более интенсивных возмущениях оно может уменьшаться (см. *Сверхдлинные волны*). Особо следует отметить нерезонансное поглощение мощных радиоволн при распространении в ионосферной плазме, когда возможно как увеличение, так и уменьшение П. р. с ростом мощности радиоволн.

П. р., вызывая ослабление радиоволн, может отрицательно сказываться на работе систем радиосвязи, радионавигации и т. н. (напр., во время сильных магн. бурь в полярных районах аномальное поглощение КВ может приводить к нарушению коротковолновой радиосвязи в течение неск. суток). Для уменьшения П. р. в фидерных СВЧ-линиях приходится применять слабопоглощающие диэлектрики, радиоволноводы с покрытиями из высокопроводящих металлов (Ag, Au) и т. п. Но в ряде случаев П. р. играет и положительную роль. Явление П. р. широко используется в радиоспектроскопии, при исследовании природных ресурсов Земли, околоземного и космич. пространства радиодиф. мето-

дами. Свойства нек-рых материалов (напр., графита) эффективно поглощать радиоволны используются при изготовлении отд. узлов СВЧ-радиоаппаратуры (аттенуаторов, неотражающих нагрузок и т. н.).

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

В. А. Алимов.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЁТА — уменьшение интенсивности оптич. излучения при прохождении через к.-л. среду за счёт взаимодействия с ней, в результате к-рого световая энергия переходит в др. виды энергии или в оптич. излучение др. спектрального состава. Осн. законом П. с., связывающим интенсивность I пучка света, прошедшего слой поглощающей среды толщиной l с интенсивностью падающего пучка I_0 , является закон Бугера $I = I_0 \exp(-k_0 l)$. Не зависящий от интенсивности света коэф. k_0 как показатель поглощения, причём k_0 как правило, различен для разных длин волн λ . Этот закон был экспериментально установлен П. Бугером (P. Bouguer, 1729) и впоследствии теоретически выведен И. Ламбертом (J. H. Lambert, 1760) при очень простых предположениях, что при прохождении любого слоя вещества интенсивность светового потока уменьшается на определенную величину, зависящую только от k_0 и толщины слоя l , т. е. $dI/I = -k_0 dl$. Решением этого уравнения является *закон Бугера — Ламберта — Бера закон*. Физ. смысл его состоит в том, что сам процесс потери фотонов пучка в среде, характеризуемый k_0 , не зависит от их плотности в световом пучке, т. е. от интенсивности света, и от толщины поглощающего слоя l . Это справедливо при не слишком больших интенсивностях излучения (см. ниже).

Зависимость k_0 от длины волны света λ называется спектром поглощения вещества. Спектр поглощения изолир. атомов (напр., разреженные газы) имеет вид узких линий, т. е. k_0 отличен от нуля только в нек-рых узких диапазонах длин волн (сотые — тысячные доли нм), соответствующих частотам собств. колебаний электронов внутри атомов. Спектр поглощения молекул, определяемый колебаниями атомов в них, состоит из существенно более широких областей длин волн (т. н. *полосы поглощения*, *десятые доли — сотни нм*; см. *Молекулярные спектры*). Поглощение твёрдых тел характеризуется, как правило, очень широкими областями (сотни и тысячи нм) с большим значением k_0 ; качественно это объясняется тем, что в конденсир. средах сильное взаимодействие между частицами приводит к быстрой передаче всему коллективу части энергии, отданной светом одной из них.

Качеств. картина процессов взаимодействия излучения с веществом, происходящих на атомном уровне и приводящих к П. с., может быть получена в рамках квазиклассич. подхода. В основе его лежит модель, рассматривающая атомы как совокупность гармонич. осцилляторов: электроны в атомах (молекулах) колеблются около положения равновесия. Такая модель приемлема для разреженных газов и паров металлов, где можно не учитывать влияния соседних атомов. Для жидких и твёрдых тел такая модель непригодна, т. к. поведение электронов, определяющих оптич. свойства атома, резко меняется под действием полей соседних атомов.

Сноптванное искусские атомы осцилляторной модели соответствует свободным (затухающим) колебаниям электронов. Собств. частоты этих колебаний ν_{nm} задаются 2-м постулатом Бора: $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$, где E_n и E_m — уровни энергии атома, между к-рыми совершается квантовый переход с испусканием света на частоте ν_{nm} .

При распространении в среде света, падающего на неё извне, колебания электронов в атомах носят вынужденный характер и совершаются с частотой падающей световой волны. При таком подходе П. с. связывается с потерями энергии волны на вынужденные колебания электронов. (Энергия, поглощённая атомом, может переизлучаться или переходить в др. виды энер-

гив.) Световое поле $E = E_0 \exp(i\omega t)$, падающее на среду, вызывает колебания электронов, описываемые уравнением

$$m_0 \ddot{x} + m_0 \dot{x} + m_0 \omega_{nm}^2 x = e_0 E_0 \exp(i\omega t). \quad (1)$$

Здесь m_0 и e_0 — масса и заряд электрона, x — его смещение от положения равновесия, $\omega_{nm} = 2\pi\nu_{nm}$, γ — коэф., характеризующий затухание. Первый член в (1) описывает силу инерции, второй — $m\gamma\dot{x}$ — тормозную силу, пропорц. скорости колебат. движения электрона и обуславливающую затухание его колебаний (аналогичную силе трения), третий член — упругую силу, пропорц. смещению электрона от положения равновесия; правая часть уравн (1) — вынуждающая сила. Решение этого уравн

$$x = \frac{e_0 E_0 \exp(-i\omega t)}{m_0 \left[(\omega_{nm}^2 - \omega^2) - i\gamma\omega \right]}$$

при ненулевом γ есть величина комплексная, что и свидетельствует о поглощении энергии волны атомом. При комплексной связи вынуждающей силы и отклонения электрона комплексными оказываются, соответственно, и интегральные величины: диэлектрич. проницаемость $\tilde{\epsilon} = \epsilon + i4\pi\sigma/\omega$ (σ — проводимость, ϵ — вещественная часть диэлектрич. проницаемости) и показатель преломления $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}} = n - ik$. Мнимая часть величин \tilde{n} прямо связана с характеристикой поглощающих свойств среды — показателем поглощения k : $k_2 = 2\omega k = 4\pi k/\lambda$. Величина k , являющаяся, как и k_2 , ф-цией длины волны, наа. главным показателем поглощения. Введение комплексных величин $\tilde{\epsilon}$ и \tilde{n} позволило применить формальное описание, разработанное для прозрачных сред, и к поглощающим средам. Именно с поглощением света связана аномальная дисперсия, к-рая имеет место внутри полосы поглощения (см. *Дисперсия света*).

При рассмотрении П. с. с квантовой точки зрения вводится такая характеристика энергии, уровней, как *населенность уровня* $N_{n,m}$ — число атомов, находящихся в данном энергетич. состоянии. В этом случае выражение для k_2 может быть представлено в виде

$$k_2 = \frac{4\pi e^2 \Delta N_{nm} \omega^2 \nu}{cm_0 \left[(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2 \right]}, \quad (2)$$

где разность населенностей уровней n и m $\Delta N_{nm} = N_m - (g_m/g_n)N_n$ (здесь g_m и g_n — статистич. веса заселенности уровней). Зависимость k_2 от разности частот $\omega_{nm} - \omega$ наа. контуром линии поглощения. В рассмотренном случае, приближении ширина линии поглощения на уровне 0,5 от максимума $2\delta\nu = \gamma/2\lambda$. Это т. н. естествен. ширина линии. В реальных средах имеется ряд причин, увеличивающих ширину линии поглощения, иногда во много раз. Гл. причиной уширения линии поглощения в газах служит эффект Доплера, возникающий вследствие беспорядочного движения атомов (см. *Уширение спектральных линий*).

При спец. условиях возбуждения возможна т. н. инверсия населенности, когда $\Delta N_{nm} < 0$, т. е. когда населенность верхнего уровня больше населенности нижнего. В этом случае, как видно из (2), имеет знак и показатель поглощения k_2 — среда характеризуется т. н. отрицательным поглощением. Свет, проходящий через такую среду, не ослабляется, а, наоборот, усиливается. Среды, в к-рых возможно создание (тем или иным способом) инверсной населенности уровней, используются для создания лазеров и усилителей света.

Поскольку поглощение фотона приводит к переводу атома с нижнего уровня на верхний, то процесс поглощения влияет на заселенность энергетич. уровней. При обычно наблюдаемых интенсивностях света количество

поглощаемых фотонов намного меньше числа поглощающих атомов, поэтому ΔN_{nm} не зависит от интенсивности света. Соответственно, не зависит от неё и k_2 . Однако, если интенсивность падающего на среду света достаточно велика, то в возбужденном состоянии может перейти значит. доля поглощающих атомов. Это приведет к тому, что и ΔN_{nm} и k_2 будут зависеть от интенсивности света — возникнет т. н. нелинейное поглощение. В этом случае закон Бугера перестаёт быть справедливым. В пределе, при очень высокой интенсивности падающего света, населенности верх. и ниж. уровней выравниваются и среда перестаёт поглощать свет — просветляется, т. е. свет проходит через такую среду, вообще не считывая поглощения (см. *Самодуцированная прозрачность*).

При очень высокой интенсивности света возможна и ещё одна особенность П. с. — *многофотонное поглощение*, когда в одном акте одновременно поглощается несколько (i) фотонов меньших частот при условии $\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_i = \omega_{nm}$.

П. с. используется в разл. областях науки и техники. Так, на нём основаны мн. особо высокочувствительные методы количеств. и качеств. хим. анализа, в частности *абсорбционный спектральный анализ, спектрофотометрия, колориметрия*. Вид спектра П. с. удаётся связать с хим. структурой вещества, по виду спектра поглощения можно исследовать характер движения электронов в металлах, выяснить зонную структуру полупроводников и мн. др.

Лит.: Ландсберг Г. С., *Оптика*, 5 изд., М., 1976; Соколов А. В., *Оптические свойства металлов*, М., 1961; Елькин И. В., М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Горюнов Ф. А., *Теоретическая оптика*, М., 1966; Борн М., Вольф Э., *Основы оптики*, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

ПОГЛОЩЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ — отношение *поток излучения, поглощённого данным телом, к потоку излучения, упавшему на это тело*. Если падающий поток имеет широкий спектр, указанное отношение характеризуется т. н. интегральный П. к.; если же диапазон частот падающего света узок, то говорят о *мономатрическом П. к.* — *поглощательной способности* тела. В соответствии с законом сохранения энергии для монокроматич. излучения сумма П. к., *отражения коэффициента* и *пропускания коэффициента* равна единице. В отличие от *поглощения показателя*, характеризующего свойства вещества, П. к. зависит от толщины слоя, сквозь к-рый проходит свет, т. е. от размеров тела, от темп-ры, от состояния отражающей поверхности. В спектроскопии иногда под термином «П. к.» понимают показатель поглощения.

ПОГЛОЩЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЬ (k_2) — величина, обратная расстоянию, на к-ром поток монокроматич. излучения длины волны λ , образующий параллельный пучок, ослабляется в результате поглощения в веществе в e (натуральный П. к.) или в 10 (десятичный П. к.) раз (ГОСТ 7601—78). П. к. измеряется в см⁻¹ или м⁻¹. Зависимость П. к. от частоты излучения наа. спектром поглощения вещества. Наряду с величиной k_2 применяются также величина $k = k_2/\lambda$ (см. *Бугера — Ламберта — Бера закон*).

ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА — поглощённая энергия излучения, рассчитанная на единицу массы облучённого вещества (см. *Доза излучения*).

ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ — область течения вязкой жидкости (газа) с малой по сравнению с продольными размерами поперечной толщиной, возникающая у поверхности обтекаемого твёрдого тела или у границы раздела двух потоков жидкости с разл. скоростями, теми-рами или хим. составом. Возникновение П. с. связано с явлением переноса в жидкости кол-ва движения, теплоты и массы, характеризующих коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии. Образование и развитие П. с. можно проследить на примере динамического (скоростного) П. с. у поверхности

тела, обтекаемого потоком жидкости или газа (рис. 1). Вследствие вязкости жидкости она «прилипает» к поверхности тела, т. е. на стенке продольная составляющая скорости жидкости равна нулю (если поверхность тела непроницаемая, то здесь равна нулю и поперечная составляющая скорости). Разрыв продольной составляющей скорости в вязкой жидкости существовать

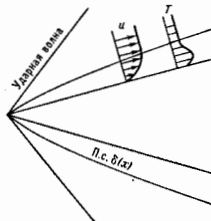


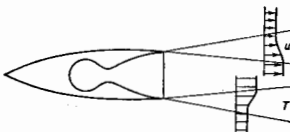
Рис. 1. Профили скорости и температуры в пограничном слое на поверхности острого конуса в сверхзвуковом потоке газа.

не может, поэтому возникает переходная область течения, т. е. П. с., в к-ром происходит плавное изменение скорости от нуля на стенке до нек-рого конечного значения во внеш. потоке, где влияние вязкости исчезает. Толщина такой переходной области и профиль скорости в ней определяются ур-ниями сохранения кол-ва движения. Помимо динамич. П. с. при обтекании тела можно выделить также тепловой (температурный) П. с., образующийся в случае несовпадения тем-ры поверхности тела и тем-ры жидкости, а также концентрационный (диффузионный) П. с., образующийся при протекании на стенке хим. реакции или же при вдуве инородного газа через проницаемую поверхность тела. В тепловом П. с. тем-ра жидкости непосредственно у стенки равна тем-ре поверхности тела. Если тело обтекается жидкостью с малой скоростью, то внутри теп-

лового П. с. происходит монотонное изменение тем-ры жидкости от тем-ры поверхности до тем-ры внеш. потока. Если же тело обтекается сверхзвуковым потоком газа, то внутри теплового П. с. вследствие торможения газа и перехода кинетич. энергии во внутр. энергию молекул может возникнуть максимум тем-ры.

Другой часто встречающийся на практике случай П. с.— это слой смешения, образующийся у границы струи, истекающей из сопла, напр. летат. аппарата с воздушно-реактивным или ракетным двигателем (рис. 2). В слое смешения скорость газа изменяется от скорости полёта до скорости истечения продуктов

Рис. 2. Слой смешения при истечении струи из сопла ракеты при полёте в атмосфере.



сгорания из сопла (в системе координат, связанной с летат. аппаратом), а тем-ра — от тем-ры атмосферы до тем-ры продуктов сгорания. Так же плавно изменяются концентрации компонент внеш. среды и продуктов сгорания.

Толщина динамич. П. с. определяется критерием Рейнольдса (см. Рейнольдса число Re), к-рый характеризует соотношение между инерц. силами и силами внутр. трения. Чем больше Re , тем меньше толщина П. с. по сравнению с характерным размером тела. Обычно число Re намного превышает единицу, так что толщина П. с. б мала по сравнению с размерами тела. Кроме того, при этом оказывается несуществен-

ным изменение давления поперек П. с. В результате параметры жидкости или газа на внеш. границе П. с. могут быть определены так, как будто тело обтекается потоком идеальной (невязкой) жидкости. В более строгой постановке следует рассматривать обтекание идеальной жидкостью нек-рого эфф. тела, увеличенного на т. н. толщину вытеснения П. с. Это позволяет упростить методы расчёта трения и теплообмена между телом и обтекающей его жидкостью (газом). Для этого поток подразделяют на две части — область течения идеальной жидкости и тонкий П. с. у поверхности тела. Решая задачу об обтекании тела невязким потоком, находят распределение давления только поверхности тела, а тем самым и давление в П. с. Течение внутри П. с. рассчитывается после этого с учётом вязкости, теплопроводности и диффузии, что позволяет определить силы поверхностного трения и коэф. тепло- и массообмена.

Соотношение между толщинами динамич. и теплового П. с. определяется Прандтля числом Pr , а соотношение между толщинами динамич. и концентрац. П. с.— Шмидта числом Sc . Для воды, воздуха и мн. др. неподвижных жидкостей и газов числа Pr и Sc близки к 1, вследствие чего толщины динамич., теплового и концентрац. П. с. близки между собой.

Наличие вынужденного течения жидкости или газа не является обязательным для образования П. с. у поверхности тела. Примером является П. с., образующийся у поверхности погружённого в жидкость тела или у стенок сосуда с жидкостью в случае свободной конвекции, возникающей при наличии разности тем-ры жидкости и твёрдой стенки (рис. 3). В этом случае толщина П. с. определяется Грасгофа числом Gr .

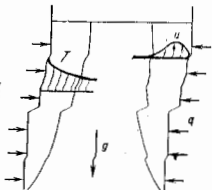


Рис. 3. Пограничный слой на стенках сосуда с жидкостью при полноте тела сбоку.

Характер течения жидкости внутри П. с. показывает, что при достаточно больших размерах тела (а точнее, при достаточно больших числах Re или Gr , рассчитываемых по длине тела) существуют два режима течения — ламинарное и турбулентное.

Ламинарный П. с. В нач. части П. с. течение является ламинарным, упорядоченным. Отд. частицы жидкости движутся по плавным траекториям, не пересекаясь и не перемешиваясь друг с другом. Форма этих траекторий близка к форме обтекаемого тела.

Дифференц. ур-ние течения вязкого теплопроводного однородного газа в ламинарном П. с. у поверхности тела произвольной формы могут быть получены из Навье — Стокса уравнений, отбрасыванием членов, к-рые несущественны при достаточно больших числах Рейнольдса, когда толщина П. с. мала по сравнению с размерами тела. Основы такого подхода были заложены Л. Прандтлем (L. Prandtl) в 1904. В случае стационарного двумерного течения эти упрощённые ур-ния Навье — Стокса, известные как ур-ния П. с., или ур-ния Прандтля, представляют собой нелинейные дифференц. ур-ния параболы. типа и имеют вид: ур-ние сохранения количества движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (1)$$

ур-ние сохранения энергии

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + u \frac{dp}{dx} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2; \quad (2)$$

ур-ние неразрывности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Здесь x и y — координаты, направленные вдоль поверхности тела и по нормали к ней, u и v — составляющие скорости вдоль этих координат, ρ — плотность, p — давление, μ — коэф. динамич. вязкости, T — темп-ра, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, λ — коэф. теплопроводности.

Граничные условия к системе ур-ний (1) — (3) имеют вид:

при $y = 0$ величины $u = 0$, $v = v_w$, $T = T_w$;

при $y \rightarrow \infty$ $u \rightarrow u_\infty$, $T \rightarrow T_\infty$.

В случае смеси газов, в к-рой могут протекать хим. реакции, к ур-ниям (1) — (3) добавляются ур-ния неразрывности для отд. компонент

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (\rho c_i V_i) + w_i \quad (i=1, 2, \dots, N-1), \quad (4)$$

а ур-ние сохранения энергии удобнее записывать через энтальпию H газа

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + u \frac{dp}{dx} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left[\sum_i \rho c_i V_i (H_i - h_i^0) \right], \quad (5)$$

где c_i — массовая концентрация i -й компоненты, V_i — скорость диффузии, w_i — массовая скорость образования i -й компоненты в единице объёма в результате хим. реакций, H_i — энтальпия i -й компоненты и h_i^0 — теплота образования i -й компоненты при стандартных условиях. Скорость диффузии определяется градиентами концентраций отд. компонент (концентрац. диффузия), а также градиентом темп-ры (термодиффузия).

Для решения ур-ний П. с. используются разл. методы, среди к-рых можно выделить две осн. группы — численные (конечно-разностные) и интегральные. Первая группа методов основана на численном интегрировании исходных ур-ний П. с. методом сеток, или конечных разностей. Совр. ЭВМ позволяют это делать практически без внесения существенных упрощающих предположений, с учётом всех особенностей геометрии, физ.-хим. процессов и т. п. Широкое распространение в численных расчётах получал анализ ур-ний П. с. для разл. частных случаев, когда, вводя спец. переменные и опуская некоторые несущественные члены, с одной стороны, получают упрощение исходной системы ур-ний, а с другой — сами результаты получают в более обобщённом виде. К ним относятся разл. автоматические решения, для к-рых имеет место понижение размерности задачи (напр., случаи П. с. на плоской пластине и конусе, в окрестности критич. точки затупленного тела, на клиновидных телах в дозвуковом потоке). См. *Автоматические методы*.

Вторая группа методов основана на использовании ур-ний П. с. в интегральной форме. В этих ур-ниях в качестве зависимых переменных выступают некоторые интегральные характеристики П. с.: толщина и вы-

соки («1» относятся к внеш. потоку, «01» — к границе П. с., «0» — к П. с., а «0w» — к обтекаемой поверхности). Интегральные ур-ния П. с. получаются из дифференц. ур-ний типа (1) — (5) интегрированием последних по поперечной координате от 0 до внеш. границы П. с.

$$\frac{d}{dx} (\rho u_1^2 \delta^{**}) + \rho_1 u_1 \frac{du_1}{dx} \delta^* = \tau_w, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dx} [\rho_1 u_1 (H_{01} - H_w) \delta^{***}] = q_w, \quad (10)$$

где τ_w — напряжение трения на поверхности тела, а q_w — тепловой поток через его поверхность. Интегральные ур-ния позволяют учесть изменяющиеся условия течения вверх по потоку от рассматриваемой точки тела.

Для решения интегральных ур-ний П. с. (9) — (10) необходимо иметь сведения о профиле скорости и эн-тальпии (или темп-ры) внутри П. с. В основе разл. приближённых методов решения ур-ний П. с. лежит использование нек-рых наборов профилей скоростей и темп-ры внутри П. с., напр. степенные профили. Знание профилей скорости и темп-ры позволяет связать между собой разл. характерные толщины П. с., входящие в ур-ния (9) — (10).

Турбулентный П. с. По мере увеличения расстояния вдоль поверхности тела местное число Рейнольдса возрастает и начинает проявляться неустойчивость ламинарного течения по отношению к малым возмущениям. Такими возмущениями могут служить пульсации скорости во внеш. набегающем потоке, шероховатость поверхности и др. факторы. В результате ламинарная форма течения переходит в турбулентную, при этом на главное «среднее» движение жидкости или газа в продольном направлении накладываются хаотич., пульсационные движения отд. жидких конгломератов в поперечном направлении. В результате происходит интенсивное перемешивание жидкости, вследствие чего интенсивность переноса в поперечном направлении кол-ва движения, теплоты и массы резко увеличивается. Потери устойчивости и переход к турбулентному режиму течения внутри П. с. происходит при нек-ром характерном числе Рейнольдса, к-рое наз. критическим. Величина $Re_{кр}$ зависит от мн. факторов — степени турбулентности набегающего потока, шероховатости поверхности *Маха числа* M внеш. потока, относит. темп-ры поверхности, удва или отсоса вещества через поверхность тела и др. Поскольку переход ламинарного режима течения в турбулентный связан с потерей устойчивости, то сам этот процесс не является достаточно стабильным, вследствие чего имеет место «неремешаемость» режима течения в пределах нек-рой области, к-рую называем областью перехода.

Изменение режима течения в П. с. сопровождается утолщением слоя и деформацией профилей скорости, темп-ры и концентраций. Одновременно возрастает коэф. поверхностного трения, тепло- и массообмена, а также изменяется характер их распределения вдоль поверхности тела (рис. 4).

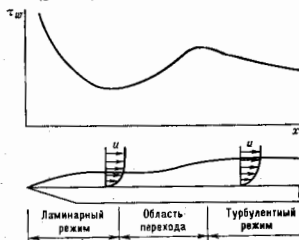


Рис. 4. Изменение режима течения в пограничном слое и поверхностного трения на плоской пластине.

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \right) dy, \quad (6)$$

толщина потери импульса

$$\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \left(1 - \frac{u}{u_1} \right) dy, \quad (7)$$

толщина потери энергии

$$\delta^{***} = \int_0^\delta \frac{\rho u}{\rho_1 u_1} \left(\frac{H_{01} - H_0}{H_{01} - H_w} \right) dy \quad (8)$$

Течение внутри турбулентного П. с. носит пульсационный, хаотич. характер: давление, плотность, скорость, темп-ра, концентрация и др. характеристики поля течения быстро изменяются, пульсируют, и притоком хаотически. В этом случае при матем. описании течения каждый параметр можно представить в виде суммы осредненного по времени, или среднего, значения и пульсационного. Напр., $u = \bar{u} + u'$, $T = \bar{T} + T'$. Интеграл по времени от пульс. составляющей любого параметра за достаточно большой интервал времени Δt (строго говоря, при $\Delta t \rightarrow \infty$) равен нулю

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} u' dt = \bar{u}' = 0, \quad \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} T' dt = \bar{T}' = 0.$$

Однако осредненные значения произведений пульс. составляющих разл. параметров могут и не обращаться в нуль, что свидетельствует о корреляции между пульсациями. Именно корреляция между пульсациями разл. параметров объясняет нек-рым дополнит. механизм передачи кол-ва движения, энергии и диффузии в поперечном направлении.

Дифференц. ур-ния турбулентного П. с. имеют тот же вид, что и ур-ния ламинарного П. с. (1) — (5), с той лишь поправкой, что входящие в эти ур-ния коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии представляются в виде суммы молекулярной и турбулентной составляющих. Вследствие наличия в этих ур-ниях турбулентных коэф. переноса вся система ур-ний турбулентного П. с. оказывается незамкнутой. Поэтому для получения приближенных решений ур-ний турбулентного П. с. привлекают дополнит. гипотезы и допущения. В частности, весьма плодотворной оказалась предложенная Л. Прандтлем гипотеза «пути перемешивания» l , позволяющая выразить коэф. турбулентной вязкости μ_T через ср. плотность и градиент ср. скорости

$$\mu_T = \bar{\rho} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|. \quad (11)$$

С помощью аналогичных выражений могут быть представлены также коэф. турбулентной теплопроводности и коэф. турбулентной диффузии.

В общем случае турбулентный П. с. можно по высоте разделить на 3 области (рис. 5): пристеночный ламинарный подслой, где турбулентные пульсации затухают



Рис. 5. Внутреннее строение турбулентного пограничного слоя.

и решающую роль играют молекулярные вязкость и теплопроводность; турбулентное ядро, в котором турбулентные вязкость и теплопроводность существенно превышают соответствующие молекулярные переносные свойства, и промежуточную переходную область. В результате многочисленных эксперим. исследований установлено, что распределение скорости внутри турбулентного ядра описывается нек-рым универсальным эмпирич. законом

$$\frac{u}{u_*} = 5,6 \lg \frac{y u_*}{\nu} + 4,9,$$

где $u_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ — г. п. скорость сдвига, или динамич. скорость, а $\nu = \mu / \rho$ — кинематич. вязкость. Следует отметить, что логарифм. закон распределения скорости внутри турбулентного ядра П. с. может быть получен исходя из ф-лы Прандтля для турбулентной вязкости (11) в предположении, что входящий в эту ф-лу

пути перемешивания l пропорц. расстоянию от стенки. При использовании приближенных методов расчета турбулентного П. с. широко используются также степенные профили скорости и темп-ры

$$\frac{u}{u_*} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n}, \quad \frac{T_w - T_w}{T_w - T_w} = \left(\frac{y}{\delta_T} \right)^{1/n_1},$$

где T_0 , T_{01} и T_w — соответствующие темп-ры торможения в П. с., на границе П. с. и в стенке. Значения показателей степени для дозвуковых скоростей изменяются от $1/7$ до $1/8$ при увеличении числа Рейнольдса и несущественно возрастают при больших числах Маха.

В прикладных расчетах трения, тепло- и массообмена в турбулентном П. с. наиб. распространение получили полуэмпирич. методы, в частности метод, основанный на экстрем. данных по турбулентному трению на плоской пластине (аналогия процессов тепло-массообмена и трения и введение понятия «эффективной длины»). Эксперим. данные по турбулентному коэф. трения на плоской пластине, обтекаемой сверхзвуковым потоком, могут быть представлены аппроксимационной ф-лой

$$c_{fT_w} = 0,059 \text{Re}_w^{0,8} \left(\frac{T_w}{T_e} \right)^{0,4} \left(1 + r \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{0,11},$$

где $c_{fT_w} = 2\tau_w / \rho_w u_*^2$ — коэф. поверхностного трения, $\text{Re}_w = \rho_w u_* x / \mu_w$ — число Рейнольдса, $T_e = T_1 (1 + r(k-1)M^2/2)$ — равновесная темп-ра стенки, r — коэф. восстановления темп-ры, M_1 — число Маха внеш. потока, $k = c_p / c_v$ — отношение теплоемкостей при пост. давлении и пост. объеме.

Предположение об аналогии процессов тепло-массообмена и трения, следующее из самого вида ур-ний П. с., позволяет для безразмерного коэф. теплообмена на пластине — Нуссельта числа Nu — записать ф-лу, к-рая хорошо согласуется с имеющимися экстрем. данными:

$$Nu_w = \frac{\alpha x}{\lambda_w} = 0,0296 \text{Re}_w^{0,8} \text{Pr}_w^{0,43} \left(\frac{T_w}{T_e} \right)^{0,4} \left(1 + r \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{0,11}$$

(α — коэф. теплоотдачи, λ_w — коэф. теплопроводности газа на стенке). Для переноса этой зависимости на случай П. с. на теле произвольной формы может быть использован предложенный В. С. Андрусовским метод «эффективной длины», предполагающий, что тепловой поток в рассматриваемой точке тела будет таким же, как в нек-рой точке на пластине при одинаковых местных параметрах течения и при условии, что в рассматриваемых точках тела и пластины толщины потери энергии δ^{***} (8) также одинаковы. Т. о., задача теплообмена сводится к определению эфф. длины пластины, для к-рой достигается необходимое значение толщины потер энергии. Если темп-ра стенки постоянна, то, напр., для осесимметричного тела при произвольном распределении давления вдоль поверхности эфф. длина $x_{эф}$ равна

$$x_{эф} = \frac{1}{r^2 \rho_w u_*} \int_0^x R^2 \rho_w u_* dx,$$

где R — переменный радиус поперечного сечения тела, а u_* — скорость жидкости или газа на внеш. границе П. с.

Течение в П. с. оказывает решающее влияние на явление отрыва потока от поверхности обтекаемого тела как во внешних (напр., обтекание крыла), так и во внутренних (напр., течение в диффузоре) течениях. Отрыв происходит в результате совместного действия двух осн. факторов — торможения жидкости в П. с. и воздействия перепада давления. Внутри П. с. скорость жидкости или газа уменьшается и её кинетич. энергия оказывается недостаточной для преодоления возрастающего давления. В результате вблизи поверхности возникает область возвратного течения, П. с. утолщается

и, наконец, осн. поток отрывается от стенки (рис. 6) (см. *Отрывное течение*).

Способность течения в П. с. противостоять повышению давления имеет важное значение в случае падения на тело ударных волн, или скачков уплотнения. Существует критич. значение отношения давлений в скачке

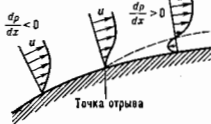


Рис. 6. Отрыв пограничного слоя при наличии положительного градиента давления.

p_2/p_1 (т. н. критич. перепад, где p_2 — давление за, а p_1 — перед скачком уплотнения), при к-ром взаимодействие скачка уплотнения с П. с. приводит к отрыву последнего. Величина критич. перепада давления $(p_2/p_1)_{кр}$ зависит от режима течения в П. с., числа Маха, а для ламинарного П. с. и от числа Рейнольдса. При воздействии достаточно сильного скачка уплотнения на тело П. с. отрывается и возникает конфигурация т. в. А-скачка, у к-рого наклон передней «ножки» формируется таким образом, чтобы перепад давления на ней был равен критическому (рис. 7).

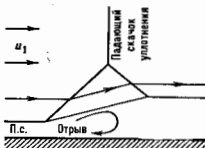


Рис. 7. Картина течения при взаимодействии пограничного слоя с действующим на тело скачком уплотнения.

Лит.: Лойцицкий Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; его же, Ламинарный пограничный слой, М., 1962; Шлихтин и Г. Т. Теория пограничного слоя, пер. с нем., М., 1974; Основы теплотехники в авиационной и ракетно-космической технике, М., 1975. Н. А. Андрико.

ПОДВИЖНОСТЬ электронов и ионов в газе и низкотемпературной плазме — коэф. пропорциональности μ в соотношении $v_{др} = \mu E$, связывающем величину скорости дрейфа $v_{др}$ электронов (ионов) в газе с величиной напряженности электрич. поля E , вызывающего этот дрейф. Понятие П. электронов и ионов имеет физ. смысл при условии, когда характерная длина пробега рассматриваемой заряд. частицы много меньше характерного размера системы в направлении движения частицы. П. электронов и ионов выражается через электронную (ионную) проводимость плазмы $\sigma_{e,i}$ соотношением

$$\mu_{e,i} = \sigma_{e,i} / e N_{e,i}$$

где $N_{e,i}$ — плотность электронов (ионов), e — заряд электрона. Теоретически П. электронов и ионов впервые анализировал П. Ланжевэн (P. Langevin) в 1903, первым измерил μ_e Дж. Таунсенд (J. S. Townsend), изучая диффузию пучка электронов, движущихся в электрич. поле, и смещение этого пучка в магн. поле.

Согласно элементарной кинетич. теории, величина П. электронов и ионов выражается через характерную частоту упругих соударений $\nu_{e,i}$ заряд. частицы с частицами газа:

$$\mu_{e,i} = e / m \nu_{e,i} \quad (1)$$

(m — приведенная масса заряд. частицы и частицы газа). Как следует из соотношения (1), величина П. электронов и ионов обратно пропорц. плотности нейтральных частиц N . Истинное значение П. отличается от результата оценки (1) вследствие сложного характера зависимости сечения упругого рассеяния $\sigma_{уп}$ от скорости соударения v_T . Решение кинетич. ур-ния Больцма-

на с учётом этой зависимости приводит к численному отличию истинного и приближенного значения μ не более чем на неск. десятков процентов.

П. электронов и ионов связана с их коэф. диффузии D в газе соотношением Эйнштейна

$$eD/\mu = (2/3)\mathcal{E}_e, \quad (2)$$

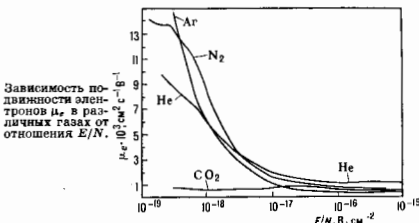
где \mathcal{E}_e — характеристич. энергия электронов (ионов), аналитич. к-рой близко к их ср. энергии и в точности совпадает с последней при слабых полях, когда имеет место максвелловское распределение заряд. частиц по энергиям ($\mathcal{E}_e = (3/2)kT$). П. ионов μ_i и электронов μ_e обычно исследуют раздельно, т. к. различны элементарные процессы, определяющие движение тех и др. частиц.

П. электронов. Осн. отличит. особенность П. электронов проявляется в зависимости μ_e от отношения напряженности электрич. поля E к плотности газа N . Причина такой зависимости заключается в том, что из-за малой массы электроны при упругих столкновениях с тяжелыми частицами теряют лишь незначит. часть энергии. Поэтому даже в слабых полях ср. энергия электронов в газе практически всегда превышает ср. энергию тяжелых частиц и пропорц. величине энергии $eEL = eEN\lambda$, забравшейся электроном за время между двумя столкновениями (λ — длина свободного пробега электрона в газе). Вследствие зависимости $\sigma(E)$ это приводит к зависимости П. электронов от отношения E/N (рис.). Характер такой зависимости определяется сортом газа. В табл. 1 приведены значения П. электронов в разл. газах при нормальных условиях.

Табл. 1. — Подвижность электронов μ_e (см²/с·В) в газах при различных отношениях E/N .

Газ	$E/N \cdot 10^{-11}, \text{В} \cdot \text{см}^3$			
	0,03	1,0	10	100
He	8700	1900	930	1030
Ne	16000	2150	1400	960
Ar	14800	1100	410	270
Kr	12000	740	—	—
Xe	1980	520	—	240
H ₂	5700	2300	700	470
N ₂	13600	1800	670	370
O ₂	32000	3700	1150	590
CO	—	3700	970	390
NO	—	4400	1700	—
CO ₂	670	670	780	480
CH ₄	—	—	310	260
CF ₄	—	—	—	42

Экспериментально П. электронов определяют при измерении зависимости дрейфовой скорости электронов от приведенной напряженности электрического поля E/N . Величину дрейфовой скорости находят либо на основании измерений проводимости плазмы и кон-



Зависимость подвижности электронов μ_e в различных газах от отношения E/N .

центрации заряд. частиц, либо в результате измерений времени прохождения электронным роem определенного расстояния. Результаты измерений П. электронов служат одним из осн. источников определения энергетич.

зависимости сечения упругого рассеяния электронов на атоме или молекуле.

П. ионов, в отличие от П. электронов, в широком диапазоне изменения напряжённости электрич. поля E практически от него не зависит. П. ионов в состоянии в газе определяется резонансной *перезарядкой иона* на атоме. При столкновении с нейтральной частицей ион обменивается с ней зарядом, а возникший ион начинает движение, перенос заряда имеет эстафетный характер (*Сена эффект*). П. ионов в собств. газе надлежит рассчитывать на основе асимптотич. теории резонансной перезарядки ионов. С учётом зависимости сечения резонансной перезарядки $\sigma_{рез}$ от скорости соударений ионов П. ионов определяется формулой

$$\mu_i = \frac{1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}}{N \sqrt{m_i T} \sigma_{рез}(2, 13v_T)}, \quad (3)$$

где m_i — масса иона, выраженная в единицах протонных масс, $v_T = \sqrt{2T/m_i}$ — ср. относ. скорость соударения, T — темп-ра. Поправки к выражению (3), учитывающие упругое рассеяние иона на атоме и ионизацион. захват, при комнатной и более высокой темп-рах обычно не превышают 10–15%. В табл. 2 представлены значения П. ионов инертных газов и щелочных металлов в собств. газе, приведённые к атм. давлению.

Табл. 2.—Подвижность μ ионов инертных газов и щелочных металлов

T, K	Газ				
	He	Ne	Ar	Kr	Xe
77	45,3	5,8	2,1	—	—
195	11,7	4,8	1,8	—	—
300	10,2	4,2	1,6	1,0	0,66
T, K	Металлы				
	Na	K	Pb	Cs	
500	0,37	0,23	0,14	0,10	
1000	0,29	0,18	0,11	0,077	

Осн. вклад в П. иона в чужом газе вносит упругое рассеяние иона на нейтральной частице (атоме, молекуле), характер к-рого определяется поляризац. взаимодействием заряда иона с наведённым диполем нейтральной частицы. При этом величина μ_i выражается через поляризуемость нейтральной частицы α соотношением

$$\mu_i = \frac{7,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^2}{N \sqrt{am}} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{с} \cdot \text{В}} \right), \quad (4)$$

где m — приведённая масса иона и нейтральной частицы, выраженная в единицах протонных масс, α — поляризуемость нейтральной частицы в атомных единицах. Как следует из (4), П. ионов в чужом газе не зависит от T , что обусловлено обратной пропорц. зависимостью сечения упругого рассеяния при поляризац. взаимодействии $\sigma_{ур} \sim v_T^{-2}$. Поправки к (4), учитывающие вклад обменног. взаимодействия иона с нейтральной частицей, обычно не превышают 10–20%.

П. ионов в растворах $U = Fu$, где F — *Фарадея постоянная*, и — скорость иона в см/с при напряжённости электрич. поля 1 В/см. Величина U зависит от природы иона, темп-ры, диэлектрич. проницаемости и концентрации раствора.

Лит.: Смирнов Б. М., Ионы и возбуждённые атомы в плазме, М., 1974; Елецкая Я. А. В., Палкина Л. А., Свиридов Б. М., Явления переноса в слабоионизированной плазме, М., 1975; Мак-Дональд И., Мэзон Э., Подвижность и диффузия ионов в газах, пер. с англ., М., 1976; Хаскли Л., Кромптон Р., Диффузия и дрейф электронов в газах, пер. с англ., М., 1977. А. В. Елсцкий.

ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА в электронных проводниках — отношение скорости направленного движения носителей заряда — *электронов проводимости* и дырок (*дрейфовой скорости* $v_{др}$), вызванного электрич. полем, к напряжённости E этого поля:

$$\mu = v_{др}/E.$$

Дрейфовая скорость и, следовательно, П. н. з. ограничиваются процессами их рассеяния, к-рые происходят на дефектах кристаллич. решётки (гл. обр. на примесных атомах), а также на тепловых *колебаниях кристаллической решётки* (испускания или поглощения *фонон*, электрон изменяет свой квазиимпульс, а следовательно и скорость $v_{др}$). Поэтому П. н. з. зависит от темп-ры T . С понижением T доминирующим становится рассеяние на заряд. дефектах, вероятность к-рого растёт с уменьшением энергии носителей.

Ср. дрейфовая скорость $\bar{v}_{др} = eEt/m$, где m — *эффективная масса носителей*, e — их заряд, t — время релаксации и мюльса (транспортное время). Отсюда:

$$\mu = et/m.$$

Подвижность кристалла σ связана с П. н. з. соотношением

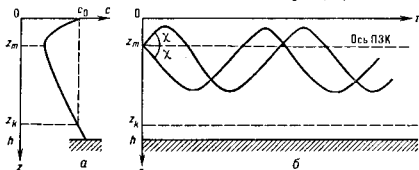
$$\sigma = ne\mu,$$

где n — концентрация носителей. Понятие П. н. з. играет важную роль при описании свойств *полупроводников* или др. проводников, в к-рых μ зависит от T , т. к. позволяет разделить вклады в температурной зависимости $\sigma(T)$, возникающие из изменения n с темп-рой, и температурной зависимости вероятности *рассеяния носителей заряда*.

П. н. з. при $T = 300 \text{ K}$ варьируется в пределах от 10^5 до $10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В слабом электрич. поле подвижность $\mu > 0$ как для электронов, так и для дырок, хотя направления их дрейфа противоположны. У разных типов носителей в одном и том же веществе и различны, а в аннотронных кристаллах и зависит от направления поля E относительно кристаллографич. осей. В сильных электрич. полях ср. энергия электронов $\bar{\epsilon}$ превышает равновесную и растёт с ростом поля E . При этом μ и, следовательно, σ также начинают зависеть от поля E (см. *Горькие электроны*).

Лит.: Блатт Ф., Дж., Теория подвижности электронов в твёрдых телах, пер. с англ., М., Л., 1963; Гаттасер В., Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984.

ПОДВОДНЫЙ ЗВУКОВОЙ КАНАЛ — природный *волновод акустический*, к-рый образуется в океане вследствие особого вида зависимости скорости звука от глубины. Скорость звука на нек-рой глубине, наз. осью П. з. к., достигает мин. значения. При отходе от осн. вверх скорость звука растёт в основном из-за повышения темп-ры воды, при отходе вниз увеличивается из-за роста гидростатич. давления (линее ось П. з. к. темп-ра близка к постоянной; рис., а). Осн. ха-



Подводный звуковой канал: а — типичная зависимость скорости звука от глубины; б — глубина осн. канала, h — глубина оксана, z_0 — глубина, на к-рой скорость звука равна скорости звука у поверхности; б — лучевая картина распространения звука, когда источник звука расположен на глубине z_m .

характеристиками П. з. к. являются глубина оси, ширина канала и величина перепада скорости звука у поверхности и на оси. Глубина оси П. з. к. в средних широтах составляет 1000–1200 м, в тропич. зонах опускается до 2000 м, а в арктич. и антарктич. районах выходит на поверхность (приповерхностный звуковой канал).

Если источник звука расположен на оси П. з. к. или вблизи неё, то звуковые лучи, выходящие под небольшими углами к оси, вследствие рефракции звука будут вновь и вновь возвращаться к ней, т. е. будут «захвачены» П. з. к. (т. н. волноводное распространение; рис., б). Чем больше разность значений скорости звука на поверхности и на оси П. з. к., тем в более широком интервале углов χ захватываются лучи, т. е. тем более эффективным будет П. з. к. При распространении в нём звуковые волны не касаются их поверхности, ни дна океана и, следовательно, не рассеиваются и не поглощаются на его границах. Благодаря этому звук НЧ, для к-рых поглощение в морской воде весьма мало, может распространяться в П. з. к. на сотни и тысячи км («сверхдальнее» распространение). В одном из экспериментов звук от небольших подводных взрывов регистрировался на расстоянии 19000 км. Способность звука распространяться по П. з. к. на большие расстояния имеет многозначленные практич. приложения. П. з. к. в океане был открыт в сер. 40-х гг. 20 в.

Лит.: Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974; Бреховских Л. М., Лисенко А. Ю., П. Акустика океана, в кн. Физика океана, т. 2, М., 1978, ст. 2; и др. же, Теоретические основы акустики океана, Л., 1982.

Ю. П. Лисенко

ПОДОБИЯ ЗАКОНЫ — свойственны таким физ. процессам, в к-рых характерные физ. величины, будучи функциями др. величин (аргументов), зависят от них не по отдельности, а от определённых комбинаций аргументов (напр., произведения, отношения и др.). Соответствующие П. з. кривые, отображая зависимость физ. величины от одного из аргументов, при изменении другого сохраняют свою форму, оставаясь подобными (см. Подобия теория).

П. з. в газовом разряде проявляются по мн. закономерностям поведения электронов в слабоионизов. газе. Напр., скорость дрейфа электронов v_d в пост. электрич. поле напряжённостью E зависит от E и от плотности молекул N не порознь, а от их комбинации E/N . Часто слабоионизов. газ мало нагревается током, и его абс. темп-ра более или менее постоянна и близка к $T \approx 300$ К [темп-ра электронного газа существенно выше, $T_e \approx (1-3) \cdot 10^4$ К]. При пост. темп-ре плотность N однозначно определяется давлением $p = NkT$, обычно используемым в физике газового разряда в качестве меры плотности. При темп-ре 20°C $p = 1$ торр (1 мм рт. ст.) соответствует $N = 3,3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$.

П. з. имеют большое практич. значение. Напр., для нахождения скорости дрейфа в определённом газе при двух условиях $E = 10$ В/см, $p = 10$ торр и $E = 20$ В/см, $p = 20$ торр достаточно одного измерения. В обоих случаях отношение E/p , а следовательно, и v_d одинаковы. Результаты измерений ф-ции двух переменных $v_d(E, p)$ представляются не в виде семейства кривых, а в виде одной кривой $v_d(E/p)$. Зависимость $v_d(E/p)$ наглядно следует из ф-лы элементарной теории $v_d = eE/mv_m$, где v_m — частота столкновений электрона с молекулами, пропорциональная N . Закономерность $v_d(E/p)$ сохраняется и в строгой теории, основанной на решении кинетич. ур-ния для ф-ции распределения электронов. Энергетич. спектр, от к-рого зависит v_d , как и ср. энергия электронов, является ф-цией E/N или E/p .

Частота ионизации ν_i в пост. поле E , т. е. число актов ионизации, к-рое совершает электрон в 1 с, подчиняется П. з. $\nu_i = pf(E/p)$, где f — нек-рая ф-ция, определяемая спектром электронов. В пост. поле электронов в среднем движется вдоль поля, и целесообразнее

пользоваться ионизац. коэф. Таунсенда α — числом актов ионизации, к-рое электрон совершает на 1 см дрейфового пути: $\alpha = \nu_i/v_d = pf_1(E/p)$. Коэффициент α определяет напряжение пробоя V_p промежутка d между плоскими электродами (V_p наз. также потенциалом зажигания разряда). Величина V_p для данного газа зависит от d и p . При этом справедливо П. з. $V_p = V_p(p/d)$. Такие зависимости, найденные из опыта (рис. 1), наз. кривыми Пашена. Пашена закон подобия

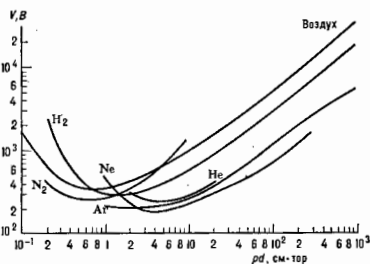


Рис. 1. Зависимости потенциалов зажигания от \bar{p} (кривые Пашена) для различных газов.

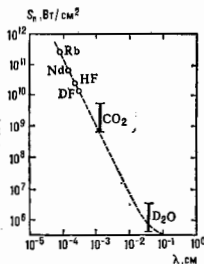
вытекает из ур-ния Таунсенда $\gamma(e^{d\alpha} - 1)$, $V_p = Ed$, выражающего условие воспроизводства равнонаходящихся электронов в промежутке с учётом вытягивания зарядов из газового объёма на электроды и эмиссии электронов с катода под действием полей ионов. Один ион при нейтрализации электроном катода вызывает дополнительно $\gamma \sim 10^{-1} - 10^{-3}$ электронов. С помощью эмпирической формулы Таунсенда $\alpha = A \exp(-B/pE)$, где A и B — эксперим. константы, различные для каждого газа, для кривых Пашена получается явная ф-ла $V_p = B(pd/C + \ln pd)$, где $C = \ln[A/\ln(\gamma + 1)]$. Напр., для азота в диапазоне $E/p = 100 \div 600$ В/см-торр, $A = 12$ см $^{-1}$ -торр $^{-1}$, $B = 342$ В/(см-торр).

Плотность тока на катоде в нормальном тлеющем разряде i_n , толщина катодного слоя d_n и катодное падение потенциала V_n подчиняются П. з. $i_n/p_n = \text{const}$, $pd_n = \text{const}$, $V_n = \text{const}$, где константы зависят только от рода газа и материала катода. Для продольного поля E в положении столбе тлеющего разряда низкого давления в трубке радиуса R справедливо Д. з. $E/p = f_2(pR)$. Он вытекает из равенства $v_i = vd$, выражающего баланс числа зарядов в столбе. Здесь $vd = D_+ (2d_+ R)^2 \sim 1/pR^2$ — ср. частота диффузионных уходов зарядов к стенкам трубки, где заряды взаимно нейтрализуются; D_+ — коэф. амбиполярной диффузии.

В электрич. полях очень больших частот ω , превышающих частоту столкновений электронов с атомами ν_m , действует П. з. по частоте поля: частота ионизации газа электронами зависит от отношения E/ω : $\nu_i = pf_1(E/\omega)$, где E — среднеквадратичная величина осциллирующего поля. При данном давлении газа частота ионизации остаётся неизменной, если с переходом к более высоким частотам пропорц. частоте увеличивается поле. Такая зависимость следует из выражения для скорости приобретения энергии электронами от переменного поля $(d\mathcal{E}/dt)_E = e^2 E^2 \nu_m / m \omega^2 \sim (E/\omega)^2 p$.

Для порогового поля пробоя газа короткими импульсами больших частот $\omega \gg \nu_m$ справедлив закон подобия $E_p/\omega = \text{const}$, выполняющийся в широком диапазоне частот для длин волн $\lambda = 2\pi c/\omega$, от видимого света до СВЧ-излучения. Для пробоя газа ИК-излучением требуются существенно более высокие поля, чем в случае СВЧ. На рис. 2 показаны (в логарифмич. 667

Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения, необходимой для пробоя, от длины волны λ .



масштабе) измеренные интенсивности излучения $S_p = cE^2/4\lambda$, необходимые для пробоя атм. воздуха импульсными разл. лазера. Пунктир соответствует теоретич. зависимости $S_p \sim \lambda^{-2}$, отклонение пунктирной линии от логарифмич. прямой в области СВЧ-волн закономернo и связано с нарушением упомянутого выше условия $\omega \gg \nu_m$. П. з. по частоте также находит строгое обоснование в кинетич. ур-нии для электронов в осциллирующем поле.

Литм. Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987.

ПОДОБИЯ КРИТЕРИИ — безразмерные числа, составленные из размерных физ. величин, определяющих рассматриваемое физ. явление. Любая физ. величина представляет собой произведение численного значения (чистого числа) на единицу измерения и, т. о., всегда зависит от выбора системы единиц измерения. Значения П. к. от единиц измерения не зависят. Равенство всех односторонних П. к. для двух физ. явлений (процессов) или систем — необходимое и достаточное условие физ. подобия этих систем (см. *Подобия теория*). П. к., представляющие собой отношения однородных физ. параметров систем, находящихся в одинаковых условиях, наз. тривиальными и при установлении определяющих П. к. обычно не рассматриваются: равенство их для двух систем определяет физ. подобие. Нетривиальные безразмерные комбинации, составленные из определяющих параметров, и являются П. к. Всякая новая комбинация из П. к. также есть П. к., что даёт возможность в каждом конкретном случае выбрать наиб. удобные и характерные критерии. Число определяющих нетривиальных П. к. меньше числа определяющих физ. параметров с разл. размерностями на величину, равную числу определяющих параметров с независимыми размерностями (см. *Размерностей анализ*).

Матем. модели законов природы, из к-рых получаются ур-ния, описывающие любое физ. явление, не зависят от выбора системы мер. Поэтому ур-ния, описывающие физ. явления, можно привести к безразмерному виду путём введения нек-рых характерных значений для каждого из определяющих физ. параметров. Тогда безразмерные коэф. новой безразмерной системы ур-ний, составленные из определяющих физ. параметров, и будут П. к. рассматриваемого явления (процесса). Величины П. к. зависят от выбора характерных значений определяющих параметров.

Так, в ур-нии 2-го закона Ньютона $F = m\ddot{x}$ определяющими движением тела физ. параметрами являются действующая на движущееся тело сила F , масса тела m , длина пути l и время t ($\omega = d^2l/dt^2$ — ускорение тела). Обозначив чертой сверху безразмерные переменные, отвлёсшиеся к нек-рым характерным значениям F , m , l , t , получим безразмерное ур-ние $(F^2/ml)F = \ddot{m}(d^2l/dt^2)$. Коэф. $F^2/ml = Ne$ в левой части ур-ния является П. к. механич. движения и наз. ч и с л о м Н ь ю т о н а.

Когда ур-ния, описывающие физ. явление, неизвестны, П. к. отыскиваются при помощи анализа размерностей определяющих физ. параметров. Напр., состояние движения вязкой жидкости в цилиндрич. трубе определяется четырьмя параметрами: плотностью ρ , скоростью v , вязкостью жидкости η и диаметром трубы d . Из четырёх параметров можно составить только одно безразмерное число — *Рейнольдса число* $Re = \rho v d / \eta$, к-рое и является П. к. рассматриваемого движения. Каждый из П. к. имеет свой физ. смысл, как величина, пропорц. отношению односторонних физ. величин. Из записи числа Re в виде $Re = \rho v^2 \eta / (v^2 d)$ следует, что числитель пропорционален динамич. напору потока (силам инерции), а знаменатель — силам вязкого (молекулярного) трения.

П. к. используются при моделировании и установлении общих физ. закономерностей (критериальных зависимостей) в теории упругости, гидроаэромеханике, теплофизике, электротехнике и электродинамике, магн. гидродинамике и др. областях физики.

При изучении упругих деформаций конструкции под воздействием внеш. сил осн. П. к. являются коэф. Пуассона для материала конструкции и $|e_1/e_2|$ и критерий $E/\rho g b$, $F/E\lambda$, где $e = \Delta l/l$ — относит. продольная деформация, $e_1 = \Delta d/d$ — относит. поперечная деформация, E — модуль Юнга (см. *Модули упругости*), ρ — плотность материала конструкции, F — характерная внеш. сила, b — характерный размер конструкции, g — ускорение свободного падения.

В процессах, изменяющихся с течением времени t , осн. П. к. характеризующим одинаковость протекания процессов во времени, является критерий гомохронности $Ho = vt/l$.

При изучении гидроаэромеханич. процессов, теплопередачи и массопереначи различают П. к. в виде безразмерных постоянных, характеризующих вещество (среду), и П. к., связанные с переносом импульса, теплоты или массы. П. к., характеризующие вещество: *Прандтля число* $Pr = \nu/\alpha$, *Шмидта число* $Sc = \nu/D$, *Льюиса число* $Le = a/D$, а также отношение уд. теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме $\gamma = c_p/c_v$. Здесь $\nu = \eta/\rho$ — коэф. кинематич. вязкости, $\alpha = \lambda/\rho c_p$ — коэф. температуропроводности, λ — коэф. теплопроводности, D — коэф. диффузии.

П. к., связанные с переносом импульса: *Рейнольдса число* $Re = v l/\nu$, *Эйлера число* $Eu = \Delta p/\rho v^2$, *Фруда число* $Fr = v^2/g l$, число Вебера $We = \rho v^2 l/\sigma$, *Маха число* $M = v/c$, *Кнудсена число* $Kn = \lambda/l$ и *Струзала число* $Sh = U l/\nu$, являющиеся критерием гомохронности в гидроаэромеханике. При изучении нек-рых процессов удобно пользоваться также *Архимеда числом* $Ar = g R \Delta \rho / \rho^2$, числом Галилея $Ga = Re^2/Pr$, числом кавитации $ka = 2Eu$ и др. П. к. В приведённых выражениях Δp , $\Delta \rho$ — характерные разности давлений и плотностей, c — скорость звука, σ — поверхностное натяжение, λ — длина свободного пробега молекул, f — характерная частота.

П. к., связанные с переносом теплоты: температурный фактор T_w/T_0 , *Нуссельта число* $Nu = \alpha l/\lambda$, *Стефана число* $St = \alpha/\rho v c_p$, *Грасгофа число* $Gr = F g \beta \Delta T/\nu^2$, *Пекле число* $Pe = Re \cdot Pr$, *Раяля число* $Ra = Gr \cdot Pr$ и *Фурье число* $Fo = at/l^2$, являющиеся критерием гомохронности тепловых процессов. (См. также *Био число* $Bi = \alpha l/\lambda_w$). В этих выражениях T_w , λ_w — темп-ра и коэф. теплопроводности стенки, α — коэф. теплопроводности или газом, T_0 — темп-ра торможения потока, ΔT — характерная разность темп-р, α — коэф. теплопередачи.

Аналогичные П. к. характеризуют перенос материи в бинарной смеси (массопереначу): число Нуссельта для массопереначи $Nu^* = kl/\rho D$ (наз. также диффузионным числом Нуссельта Nu_D), число Пекле для массопереначи $Pe^* = \bar{v} l/D = Re \cdot Sc = Pe \cdot Le$, число Стентона $St^* = kl\rho = Nu^*/Pe^*$, число Грасгофа $Gr^* = F g \beta^* \times \Delta z l/\nu^2$ и число Фурье $Fo^* = D t/l^2 = Fo/Le$, являю-

щесся критерием гомотропности для массопередачи. Здесь k — коэф. массопередачи, Δz — характерная разность молярных долей вещества в смеси, $\beta' = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial z)_{T,P}$.

Основными П. к. в магн. гидродинамике являются магн. число Прандтля $Pr_m = \nu_{\text{маг}}\sigma_0$, магн. число Рейнольдса $Re_m = \nu_{\text{маг}}\sigma_0 = Re \cdot Pr$, Альвена число $Al = \nu/\nu_A$, Гартаман число $Ha = B/(\sigma_0\rho\nu)^{1/2}$, числа Каулинга $Co_1 = Ha^2/Re$ и $Co_0 = Al^2$ и критерий магнитодинамич. гомотропности $Ho_m = \nu/\sigma_0\mu_0^{1/2}$. В этих выражениях μ_0 — абс. магн. проницаемость, σ_0 — уд. проводимость, B — плотность магн. потока (магн. индукция), $\nu_A = B/(\rho\mu_0)^{1/2}$ — альвеновская скорость.

В электротехнике в случае подобия электр. цепей с распределенными параметрами основными П. к. являются L/Rt и C/Gt , где L — индуктивность, R — электр. сопротивление, C — ёмкость, G — элктр. проводимость.

Построены и используются П. к. для гидродинамич. стратифицир. сред (число Ричардсона), газокинетич. числа (число Марангони) и дисперсных систем, лучистого теплообмена (числа Плавка, Бугера, Больцмана) и др. физ. процессов.

Лит.: Обозначения, единицы измерения и терминология в физике, «УФН», 1979, т. 129, с. 291; Кузнецов С. С., Анализ подобия в физическом моделировании, Новосибирск, 1986; см. также лит. при ст. *Подобия теория, Моделирование*. С. Л. Вишневский.

ПОДОБИЯ ТЕОРИЯ — учение об условиях подобия физ. явлений. П. т. основана на учении о размерностях физ. величин (см. *Размерностей анализ*) и служит основой *моделирования*. П. т. устанавливает критерии подобия разл. физ. явлений, позволяющие с их помощью изучать свойства самих явлений. Явные и неявные функциональные связи между критериями подобия, к-рые получают с помощью П. т. (т. е. критериальные зависимости) способствуют пониманию сложных физ. процессов и помогают интерпретировать результаты как эксперим. исследований, так и числ. расчётов, объём к-рых прогрессивно возрастает по мере развития числ. методов и совершенствования ЭВМ. П. т. позволяет формулировать физ. закономерности и извлекать идеи из огромной массы расчётных или эксперим. результатов.

Физ. процесс (явление) может определяться полем характеризующих его физ. величин Φ , т. е. распределением этих величин в пространстве с координатами x_1, x_2, x_3 и во времени t :

$$\Phi = f(x_1, x_2, x_3, t).$$

В безразмерной форме поле описывается зависимостью

$$\bar{\Phi} = f^*(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \bar{t}),$$

где безразмерная зависимость переменная $\bar{\Phi}$ может представлять собой либо отношение Φ к нек-рому характерному её значению Φ_0 , либо безразмерную комбинацию, в к-рую обязательно входит величина Φ_0 . То же относится к безразмерным величинам $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \bar{t}$. Переход к безразмерным переменным позволяет устанавливать подобие полей физ. величин.

Физ. явления, процессы или системы подобны, если в сходственных моменты времени в сходственных точках пространства значения переменных величин, характеризующих состояние одной системы, пропорц. соответствующим величинам другой системы. Физ. подобие является обобщением элементарного и наглядного понятия геом. подобия, при к-ром существует пропорциональность (подобие) сходственных геом. элементов подобных фигур или тел. При физ. подобии поля соответствующих (однородных) параметров двух систем подобны в пространстве и во времени. Напр., при кинемат. подобии существует подобие полей скорости для двух рассматриваемых движений; при динамич. подобии реализуется подобие систем действующих сил или силовых полей разл. физ. природы (сил тяжести, сил давле-

ния, сил вязкости и т. п.); механич. подобие (подобие двух потоков жидкости или газа, подобие двух упругих систем и т. п.) предполагает наличие геом., кинематич. и динамич. подобий; при подобии тепловых процессов подобны соответствующие поля темп-р и тепловых потоков, при электродинамич. подобии — поля токов, нагрузок, мощностей, эл.-магн. сил. Все перечисленные виды подобия — частные случаи физ. подобия.

Физ. процесс полностью описывается век-рой (замкнутой в матем. смысле) системой осн. ур-ний, т. е. системой зависимостей между физ. величинами вида

$$y_i = f_i(x_1, x_2, \dots, x_n),$$

где y_i — искомая (неизвестная) переменная, x_j — независимые переменные. Величины x_j разбиваются на две группы: в первую (x_1, x_2, \dots, x_k) входят k определяющих величин с независимыми размерностями, а во вторую (y_i, x_{k+1}, \dots, x_n) — величины, размерности к-рых выражаются через размерности величин первой группы. В силу т. н. П-теоремы всякая зависимость размерной физ. величины от размерных определяющих параметров может быть представлена в виде зависимости безразмерной величины П от безразмерных комбинаций определяющих параметров $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{n-k}$, причём число этих безразмерных комбинаций $n-k$ меньше, чем общее число размерных определяющих параметров, на число определяющих параметров с независимыми размерностями. Числ. значения безразмерных величин $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{n-k}$ при переходе от одной системы единиц измерений к другой (внутри данного класса явлений) остаются неизменными. Безразмерные комбинации определяющих параметров являются *подобия критериями*. Любая комбинация из критериев подобия также представляет собой критерий подобия, но существенными для построения функциональных (критериальных) зависимостей являются лишь $n-k$ независимых критериев подобия.

Напр., установившееся обтекание тела произвольной формы (самолёт, подводная лодка) потоком несжимаемой вязкой жидкости определяется (при скоростях, не близких к скорости звука) характерным размером тела l , скоростью v невозмущённого потока далеко впереди тела и кинематич. коэффициентом вязкости жидкости ν . Т. к. в системе СИ ν измеряется в $\text{м}^2/\text{с}$, т. е. его размерность выражается через размерности l и v , то из трёх размерностей определяющих параметров $m, m/\text{с}, \text{м}^2/\text{с}$ лишь две независимые. Т. о., $n = 3, k = 2, n - k = 1$, т. е. имеется лишь один безразмерный критерий подобия — *Рейнольдса число* $Re = vl/\nu$. Все безразмерные параметры, характеризующие обтекание тела, являются ф-циями этого критерия, напр. безразмерные *аэродинамические коэффициенты* лобового сопротивления C_x и подъёмной силы C_y . Если эти коэф. определяются путём испытания моделей в аэродинамич. трубах или гидротрубах, то необходимо, чтобы величина Re при испытаниях модели, геометрически подобной натурному объекту, была такой же, как при движении натурного объекта.

Два физ. процесса или явления подобны, если по заданным характеристикам одного можно получить характеристики другого простым пересчётом, к-рый аналогичен переходу от одной системы единиц измерения к другой. Для осуществления пересчёта необходимы коэф. пропорциональности (коэф. подобия) — *переходные масштабы*. Размерные физ. параметры, входящие в критерии подобия, могут принимать для подобных систем сильно различающиеся значения, одинаковыми должны быть лишь безразмерные критерии подобия. Это свойство подобных систем и составляет основу моделирования.

С развитием исследований сложных физ. и физ.-хим. процессов, включающих механич., тепловые, хим. и иные явления, развиваются и методы П. т. для этих процессов; напр., устанавливаются условия подобия процессов трения и износа узлов и деталей машин, ки-

метики физ.-хим. превращений, подобия и моделирования планетных атмосфер и др.

Если в рассматриваемых физ. явлениях или системах существует равенство не всех, а лишь некоторых независимых критериев подобия, то говорят о неполном, или частичном, подобии. Такой случай наиб. часто встречается на практике. При этом важно, чтобы влияние критериев, равенство которых не соблюдается, было незначительно или малосущественно на протекание рассматриваемых физ. процессов.

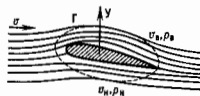
Практик. применения П. т. весьма обширны. Она даёт возможность предварительного качественно-теоретич. анализа и выбора системы определяющих параметров сложных физ. явлений. П. т. — основа для правильной постановки экспериментов и обработки их результатов. В сочетании с дополнит. соображениями, полученными из ур-ний, описывающих физ. явление, из экспериментов или числ. расчётов, П. т. приводит к новым существенным результатам.

Лит.: Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 10 изд., М., 1987; Дьяконов Г. К., Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов, М., 1988; Вейсберг Ф. Г., Гидродинамика. Методы. Факты. Подобие, пер. с англ., М., 1983; Рухман А. А., Введение в теорию подобия, 2 изд., М., 1973; Веников В. А., Теория подобия и моделирование (применительно к задачам электротехники), 2 изд., М., 1978; Вейсберг Ф. Г., Подobie, пер. с англ., М., 1983; Анализ подобия и физическое моделирование, Новосибирск, С. Л. Вишневский, ПОДРЕШЕТКИ МАГНИТНЫЕ — см. Магнитная подрешётка.

ПОДЪВАТА РЕАКЦИЯ — прямая ядерная реакция, в результате к-рой ядро-мишень передаёт налетающей частице один или неск. нуклонов.

ПОДЪЕМНАЯ СИЛА — сила, перпендикулярная вектору скорости движения центра тяжести тела, возникающая вследствие несимметрич. обтекания тела потоком жидкости (газа). В двумерной модели движения крыла в идеальной и несжимаемой жидкости (рис. 1) несимметричное движение жидкости у границ крыла можно представить как сумму поступат. движения со скоростью v и циркуляц. движения интенсивностью Γ . В суммарном течении при выбранном направлении циркуляц. скорость у ниж. границы профиля будет меньше, а давление больше, чем у верхней

Рис. 1. Схема обтекания профиля крыла самолёта. Скорость $v_a < v_b$, давление $p_a > p_b$.



(см. Бернулли уравнение). Интеграл от давления по контуру профиля крыла даст П. с. Y , перпендикулярную скорости набегающего потока v . П. с. Y будет зависеть от величины циркуляц. скорости Γ и, согласно Жуковского теореме, для участка крыла длиной L (вдоль размаха) $Y = \rho v \Gamma L$, где ρ — плотность среды.

Поскольку Γ имеет размерности $[v^2]$ (l^2 — размерность длины), то П. с. можно выразить равенством $Y = C_y \rho S v^2 / 2$, где S — величина характерной для тела площади (диан., площадь крыла в плане, равная Lb , если b — длина хорды профиля крыла), C_y — безразмерный коэф. П. с., зависящий в общем случае от формы тела, его ориентации в среде и чисел Рейнольдса Re и Маха M . Значение C_y определяют теоретич. расчётом или экспериментально. Так, согласно теории Жуковского, для крыла бесконечного размаха в плоскопараллельном потоке при небольших углах атаки $C_y = 2\pi(\alpha - \alpha_0)$, где α — угол атаки (угол между направлением скорости набегающего потока и хордой крыла), α_0 — угол атаки при нулевой П. с., m — коэф., зависящий только от формы профиля крыла, напр. для тонкой слабоизогнутой пластины $m = 1$. В случае крыла конечного размаха L коэф. $m = \pi/(1-2/\lambda)$,

где $\lambda = L/b$ — удлинение крыла. Методы вычисления П. с. обобщены на случай обтекания решётки профилей и используются при расчёте лопаточных машин (насосов, компрессоров и турбин).

В реальной жидкости в результате влияния вязкости величина m меньше теоретической, причём эта разница возрастает по мере увеличения относит. толщин профиля; значение угла α_0 также меньше теоретического. Кроме того, с увеличением угла α зависимость C_y от α (рис. 2) перестаёт быть линейной и величина $dC_y/d\alpha$ монотонно убывает, становясь равной нулю при угле

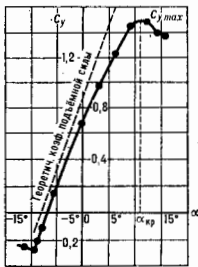


Рис. 2. Зависимость C_y от α .

атаки α_{cr} , к-рому соответствует макс. величина коэф. П. с. $C_{y \max}$. Дальнейшее увеличение α ведёт к падению C_y вследствие отрыва пограничного слоя от верх. поверхности крыла и возрастания давления на ней. Величина $C_{y \max}$ имеет существ. значение, т. к. чем она больше, тем меньше скорость взлёта и посадки самолёта.

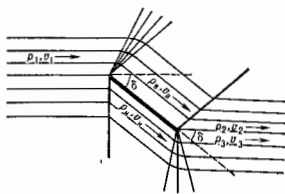
При больших, но докритич. скоростях, т. е. таких, для к-рых $M < M_{кр}$ ($M_{кр}$ — значение числа M набегающего потока, при к-ром вблизи поверхности профиля местные значения числа $M = 1$), становится существенной сжимаемость газа. Для слабоизогнутых и тонких профилей при малых α сжимаемость можно приближённо учесть, положив

$$\alpha' = \alpha \sqrt{1 - M^2}, \quad C_y = (C_y)_{несж} / \sqrt{1 - M^2}.$$

При сверхзвуковых скоростях характер обтекания существенно меняется. Так, при обтекании плоской пластины идеальным сжимаемым газом у её передней кромки на верх. поверхности образуются волны разрежения, а на нижней — ударная волна (рис. 3). В ре-

Рис. 3. Схема сверхзвукового обтекания пластины:

$v_a > v_b$, $p_a < p_b$;
 $v_a < v_b$, $p_a > p_b$;
 $v_a < v_b$, $p_a > p_b$;
 $v_a > v_b$, $p_a < p_b$.



зультате давления p_n на ниж. поверхности пластины становится больше, чем на верхней (p_n); возникает суммарная сила, нормальная к поверхности пластины, составляющая к-рой, перпендикулярная к скорости набегающего потока, и есть П. с. Для малых $M > 1$ и малых α П. с. пластины может быть вычислена по ф-ле $C_y = 4\alpha \sqrt{M^2 - 1}$. Эта ф-ла справедлива и для тонких профилей произвольной формы с острой передней кромкой.

При обтекании тел сложной формы, напр. спускаемых в атмосферу Земли и планет комоч. летат. аппаратов, П. с. определяют экстрем. путем на основании испытаний геометрически подобных моделей в аэродинамич. трубах и газодинамич. стендах.

Лит.: Л о й с и й с к и й Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1957; С е л о в Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1—2, М., 1953—54. М. Я. Юдович.

ПОЗИТРОН (символ e^+) [от лат. *positivus*] — положительный ил. ...трон] — элементарная частица с положит. элетрич. зарядом, *античастица* по отношению к электрону (e^-). Массы (m_0) и спин (J) П. и электрона равны, а их элетрич. заряды (и магн. моменты) (μ_0) равны по абс. величине, но противоположны по знаку: $m_0 \approx 9,1 \cdot 10^{-31}$ г, $J = 1/2$, $e \approx 4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ единиц, $\mu_0 = 1,00116$ (в единицах магнетона Бора).

Теоретически существование положительного заряж. «двойника» электрона следует из *Дирака уравнения*; эта возможность была указана П. Дираком (Р. А. М. Dirac) в 1931. В 1932 К. Д. Андерсон (С. D. Anderson) экспериментально обнаружил такую частицу в *космических лучах* и назвал её «П.». Открытие П. имело фундам. значение: в отличие от известных к сер. 1932 электрона, протона и нейтрона, П. не входил в состав «обычного» вещества на Земле, — возникли понятия *античастицы* и *антивещества*. Предсказанные Дираком и наблюдаемые на опыте в 1933 процессы *аннигиляции* пары и *рождения* пары e^+e^- были первыми убийств. проявлениями взаимопревращения элементарных частиц.

П. участвует в эл.-магн., слабом и гравитач. взаимодействиях и относится к классу *лептонов*. По статистич. свойствам он является *фермионом*. П. стабилен, по в веществе существует короткое время из-за аннигиляции с электронами; напр. в спичке П. аннигилирует в среднем за $5 \cdot 10^{-11}$ с. При определенных условиях, прежде чем аннигилировать, П. и электрон могут образовать связанную систему — *позитроний*.

П. рождаются при взаимопревращениях свободных элементарных частиц (напр. при распадах положит. *мюона*, в процессах рождения пар e^+e^- γ -квантами в элетростатич. поле атомного ядра, при *бета-распаде* нек-рых радиоакт. изотопов) П., получаемые при β -распаде и рождении пар, используются для исследовательских целей: изучение процессов замедления П. в веществе в их последующей аннигиляции даёт информацию об физ. и хим. свойствах вещества, напр. о распределении скоростей электронов проводимости, о дефектах кристаллич. решётки, о кинетике нек-рых типов хим. реакций. Один из методов исследования элементарных частиц при сверхвысоких энергиях основан на столкновении *встречных пучков* ускоренных П. и электронов.

Лит.: Д и р а к П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1971; Г о л ь д а к и н В. И., Физическая химия позитрона и позитрония, М., 1968.

Э. А. Ткачуров.

ПОЗИТРОНИЙ (хим. символ P^+) — связанная водородоподобная система e^+e^- , состоящая из электрона и позитрона. Размеры П. примерно в два раза превышают размеры атома водорода (т. к. приведенная масса П. равна $1/2 m_0$, где m_0 — масса электрона), а его энергия связи в два раза меньше. П. образуется при столкновениях медленных позитронов с атомами вещества и захвате позитроном ат. электрона. В зависимости от взаимной ориентации спинов электрона и позитрона различают ортопозитроний (спины e^+ и e^- параллельны) и парапозитроний (спины антипараллельны). П. — нестабильная система, т. к. электрон и позитрон очень быстро аннигилируют в γ -кванты; в силу сохранения *зарядовой чётности* равнозарядотроний аннигилирует в два γ -кванта (за время $1,25 \cdot 10^{-10}$ с), а ортопозитроний — в три γ -кванта (за время $1,4 \cdot 10^{-7}$ с). Уровень энергии осн. состояния равнозаротрония на $8,41 \cdot 10^{-4}$ эВ ниже, чем у ортопозитрония, и в магн.

поле между ними возможны переходы. Поскольку П. — простейшая система, связанная чисто эл.-магн. силами (без участия сильного взаимодействия), изучение свойств свободного П. представляет особый интерес для проверки справедливости квантовой элетродинамики. Результаты расчётов свойств П. прекрасно согласуются с данными опытов.

Свойства П. в веществе, в частности время его жизни в нём, отличаются от характеристик свободного П. и зависят от свойств вещества. Это позволяет использовать П. для изучения физико-хим. особенностей структуры веществ, напр. исследовать с его помощью быстрые хим. реакции, скорость протекания к-рых сравнима с временем жизни П. Для этого измеряют, напр., изменение времени жизни П. или величину распределения уровней энергий орто- и парасостояний.

Лит.: Г о л ь д а к и н В. И., Физическая химия позитрона и позитрония, М., 1968; Г о л ь д а к и н В. И., Ф и р с о в В. Г., Химия новых атомов, «Усехи химии», 1971, т. 40, в. 8, с. 1353. Л. И. Пономарев.

ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ — то же, что *координатные детекторы*.

ПОЙНТИНГА ВЕКТОР — вектор плотности потока энергии эл.-магн. поля $S = (c/4\pi)[EH]$ (в системе СГС), где E и H — напряжённости элетрич. и магн. полей. П. в. по модулю равен кол-ву энергии, переносимой через единичную площадк., перпендикулярную к S , в единицу времени. Поскольку тангенциальную к границе раздела двух сред компоненты E и H непрерывны, вектор S непрерывен на границе двух сред. Плотность кол-ва движущих эл.-магн. поля определяется вектором S/c^2 . В этом соотношении проявляется материальность эл.-магн. поля. П. в. входит в состав тензора плотности энергии-импульса *электромагнитного поля*. Понятие П. в. было введено в теореме Пойнтинга через 10 лет после общей формулировки Н. А. Умовым (1874) понятия потока энергии в среде, поэтому П. в. в литературе часто называют вектором Умова — Пойнтинга.

Лит. см. при ст. *Пойнтинга теорема*. А. Н. Васильев.
ПОЙНТИНГА ТЕОРЕМА — теорема, описывающая закон сохранения энергии эл.-магн. поля. Теорема была доказана в 1884 Дж. Пойнтингом (J. H. Poynting). Если процифференцировать по времени плотность энергии *электромагнитного поля* в стационарной среде без дисперсии, $w = (DE + BH)/8\pi$, с учётом *Максвелла уравнений* получим:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\text{div} \mathbf{S},$$

где $S = (c/4\pi)[EH]$ — *Пойнтинга вектор*, j — плотность тока, E, H и D, B — напряжённости и индукции элетрич. и магн. полей. В интегральной форме П. т. принимает вид

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\int_V jE dV - \oint_S S dF,$$

где W — полная энергия эл.-магн. поля, заключённого в объёме V ; F — поверхность, ограничивающая объём V ; dF и dV — элементы поверхности и объёма. Это соотношение получено в предположении, что заряды не пересекают поверхность F , в противном случае необходимо учесть поток энергии, переносимый зарядами через F . Интеграл по объёму описывает работу, совершаемую сторонними элс над токами проводимости, и *джоулевы потери*. Исходя из представления о локализации эл.-магн. энергии в пространстве можно заключить, что она вытекает через поверхность F из объёма V наружу в кол-ве $\oint_S S dF$ единиц энергии в единицу времени. П. т. применяется чаще всего для определения потока энергии, теряемой системой заряд. частиц на излучение эл.-магн. волн, однако она справедлива и для статич. полей. В частности, с помощью П. т. можно проследить пути поступления энергии в проводник с током.

Для квазимонохроматич. эл.-магн. поля можно ввести комплексные амплитуды $E_0(r, t)$ и $H_0(r, t)$ эллектрич. и магн. полей, медленно меняющиеся во времени и пространстве, напр. $E(r, t) = \text{Re}\{E_0(r, t) \times \exp(i(kr - \omega t))\}$, где k и ω — волновой вектор и круговая частота. При описании ВЧ-слоистых вещества (не ферромагнетика) с учетом пространств. и временной дисперсии волн нет необходимости вводить тензор магн. проницаемости, т. е. $B = H$ (в СГС). Тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} можно разложить на два эрмитовых тензора ϵ'_{ij} и ϵ''_{ij} : $\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + i\epsilon''_{ij}$. В поглощающей среде плотность джоулевых потерь равна $\omega \epsilon''_{ij} E_{0j} E_{0i}^* / 8\pi$ (звездочка означает комплексное сопряжение). В области прозрачности $\epsilon''_{ij} = 0$ и средняя по высокой частоте плотность энергии

$$w = \frac{1}{16\pi} \left(\frac{\partial [\omega \epsilon'_{ij}(\omega, k)]}{\partial \omega} E_{0j} E_{0i}^* + H_{0i} H_{0i}^* \right).$$

Для этой области П. т. принимает вид

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\nabla \cdot (S^0 + S^1),$$

где вектор Пойнтинга $S^0 = [E_0 H_0] c/8\pi$ описывает средний поток энергии, переносимый полем, а $S^1 = -\omega (\partial \epsilon'_{ij} / \partial k) E_{0j} E_{0i}^* / 16\pi$ — средний поток энергии, переносимый частицами среды. Скорость переноса энергии в эл.-магн. волне совпадает с групповой скоростью волны v_{gr} и определяется соотношением $S = w v_{gr}$. Закон сохранения энергии в поглощающей среде при наличии временной и пространственной дисперсий не позволяет однозначно интерпретировать входящие в него члены.

Лит.: Тамм И. Е. Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; и т. д.; Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Гинзбург В. Л., Угрюмов В. А., Несколько замечаний о силах и тензоре энергии-импульса в макроскопической электродинамике, «УФН», 1976, т. 118, с. 175; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллодинамика с учетом пространственной дисперсии и теории аксонов, 2 изд., М., 1979; Гинзбург В. Л., Замечания и статье Д. В. Скобельщина «Парadoxы квантовой теории эффектов Вавилова — Черенкова и Доплера», «УФН», 1977, т. 122, с. 325. А. Н. Васильев.

Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров
 Ф 50 Ред. кол. Д. М. Алексеев, А. М. Балдин, А. М. Бонч-Бруевич,
 А. С. Боровик-Романов и др. — М.: Большая Российская энциклопедия. Т. 3 Магнитоплазменный — Пойнтинга теорема. 1992. 672 с., ил.

ISBN 5-85270-019-3 (т. 3)
 ISBN 5-85270-034-7

380200000-06
 Ф 007(01)-92 подписание

53(03)

ИБ № 185

Сдано в набор 17.04.90. Подписано в печать 13.06.91. Формат 84×108 1/16. Бумага типографская № 1. Гарнитура общинно-ленково-новая. Печать высокая. Усл. печ. л. 72,66; уч.-изд. л. 121,25; усл. кр.-отт. 79,8. Тираж 48 000 экз. Зак. № 2530. С. в.

Научное издательство «Большая Российская энциклопедия» 109817, г. Москва, Покровский бульвар, д. 8.

Московская типография № 2 Министерства печати и информации Российской Федерации, 129301, г. Москва, Проспект Мира, д. 105.