

$$j_0 = \sigma \gamma \left(E + \frac{1}{c} [uB] \right), \quad \vec{j}_0 = \sigma \gamma \left(H - \frac{1}{c} [uD] \right);$$

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - u^2/c^2}.$$

Их явная ковариантность устанавливается эквивалентной формой записи (И. Е. Тамм, 1924; М. И. Рызанов, 1957; Б. М. Болотовский, С. Н. Столяров, 1977)

$$H^{00} = \epsilon^{00\nu\nu} F_{\nu\nu},$$

$$\epsilon^{00\nu\nu} = \mu^{-1} [\delta^{0\nu} - (\epsilon\mu - 1)u^\nu u^0] [\delta^{0\nu} - (\epsilon\mu - 1)u^\nu u^0],$$

$$j_0^\nu = \sigma F_{0\nu}^\nu u^\nu, \quad \vec{j}_0 = \delta H^\nu u^\nu, \quad u^\nu = (\gamma c, \gamma u).$$

Соответствующим образом меняются и граничные условия (24). Напр., в отсутствие поверхностных зарядов и токов на границе раздела сред, движущейся с локальной скоростью u' , наряду с нормальными компонентами индукции D , B должны быть непрерывны тангенциальные компоненты векторов

$$E + [uB]/c, \quad H - [uD]/c.$$

Электромагнитные взаимодействия в среде. Неоднородное движение среды или движение одних элементов среды относительно других нарушает её изотропию и равновесность, делает возможными неустойчивость и усиление эл.-магн. волн за счёт кинетич. энергии вещества (см., напр., *Неустойчивости плазмы*), видоизменяет потенциалы Льева — Викстера, в частности кулоновское поле покоящегося заряда, а при наличии временной дисперсии частично переводит её в пространственную (и наоборот). Уже в покоящейся среде собственное поле и поле излучения к-л. источников, напр. движущихся заряд. частиц, могут качественно отличаться от поля в вакууме, даже если отвлечься от их непосредств. столкновений с частицами среды, вызывающих искривление траекторий, ионизац. потери и др. Дело в том, что паряду с колебаниями эл.-магн. поля неизбежно должны возбуждаться самосогласованные колебания зарядов в среде; в частности, излучаться могут только нормальные волны. Так, на тормозное излучение, эл.-магн. массу, эфф. заряд и радиаци. трение быстрой частицы принципиально влияет вызываемая её движением поляризация среды (Э. Ферми, 1940). Эти явления наблюдаются, напр., при *Канализации заряженных частиц в кристаллах или в газах*. Обнаруживаются возможность *Черенкова — Вавилова излучения, переходного излучения и опудлаторного излучения*, аномального *Доплера эффекта* и др. особенности излучения монополюсных, дипольных и мультиполюсных конфигураций зарядов. Изменяется характер распространения излучения, в т. ч. геом. оптика и дифракция, особенно в нестационарной и неоднородной среде. В результате меняется эффективность взаимодействия зарядов.

Ситуация может усложниться нелинейными свойствами эл.-магн. волн и их взаимодействием с частицами, а также разл. процессами рассеяния на упругих, тепловых и др. неэлектромагн. возбуждениях среды. Скажем, возможно нелинейное черенковское излучение под действием короткого импульса сильного эл.-магн. поля, возбуждающего на своём пути нелинейную поляризацию среды в отсутствие к-л. сторонних зарядов и токов (см. также *Электродинамика движущихся сред*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теоретическая физика, т. 4, 8. М., 1980—89; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории жеттонов, 2 изд., М., 1979; Вейсберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Стражев В. И., Томильчик Л. М., Электродинамика с магнитным зарядом, Минск, 1975; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987; Фроот С. Р. де, Саттори Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982; Туров Е. А., Материальные уравнения электродинамики, М., 1983; Желтиков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский В. В., Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах, «УФН», 1989, т. 159, с. 193.

В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД — раздел электродинамики, в к-ром рассматриваются эл.-магн. явления в равномерно движущихся средах, т. е. распространение и излучение в них эл.-магн. волн.

Эксперим. материал по Э. д. с. накопился и теоретически осмысливался в течение неск. веков (см. *Аберрация света. Доплера эффект, Оптика движущихся сред, Майкельсона опыт, Рентгена опыт, Роуленда опыт, Физо опыт, Эйнштейна опыт*). Полное объяснение этого материала стало возможным только после создания А. Эйнштейном (1905) спец. теории относительности.

В 1908 Г. Минковский (G. Minkowski) показал, что *Максвелла уравнения* для покоящихся сред в сочетании с принципом относительности Эйнштейна однозначно определяют эл.-магн. поле в движущейся среде. Ур-ния для полей в движущейся с пост. скоростью u изотропной среде совпадают с ур-ниями Максвелла в покоящейся среде, однако материальные соотношения между напряженностями электрического E и магнитного H полей и соответствующими индукциями D и B имеют более сложный, чем в покоящейся среде, вид:

$$D + c^{-1} [uH] = \epsilon \{ E + c^{-1} [uB] \},$$

$$B - c^{-1} [uE] = \mu \{ H - c^{-1} [uD] \}, \quad (1)$$

где ϵ и μ — диэлектрич. и магн. проницаемости покоящейся среды. Материальные ур-ния Минковского (1) и ур-ния Максвелла удовлетворительно объясняют результаты всех экспериментов по изучению эл.-магн. явлений в движущихся средах, в частности по распространению света в движущейся среде (абберация света, опыт Физо) и но отражению и преломлению эл.-магн. волн на движущихся границах раздела.

Поля и их потенциалы в движущейся среде. Поля источников излучения удобно описывать с помощью ур-ний Максвелла — Минковского, записанных в релятивистски инвариантном (ковариантном) четырёхмерном виде:

$$\frac{\partial H_k}{\partial x_k} = \frac{4\pi}{c} j_0, \quad \frac{\partial F_{ik}}{\partial x_i} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x_k} = 0, \quad (2)$$

$$H_{ik} = \epsilon_{iklm} F_{lm}, \quad (3)$$

(ϵ_{iklm} — четырёхмерный тензор диэлектрич. проницаемости 4-го ранга; $i, k = 1, 2, 3, 4$).

Четырёхмерные антисимметричные тензоры полей F_{ik} и индукций H_{ik} , составленные соответственно из компонент векторов ($B, -iE$) и ($H, -iD$) в декартовой системе координат имеют вид:

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & B_x & -B_y & -iE_x \\ -B_x & 0 & B_z & -iE_y \\ B_y & -B_z & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$H_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & H_x & -H_y & -iD_x \\ -H_x & 0 & H_z & -iD_y \\ H_y & -H_z & 0 & -iD_z \\ iD_x & iD_y & iD_z & 0 \end{pmatrix}$$

а четырёхмерные векторы j_k и j_0 связаны с декартовыми компонентами векторов $r(x, y, z)$ и плотностью тока j соотношениями

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict, \quad (5)$$

$$j_1 = j_x, \quad j_2 = j_y, \quad j_3 = j_z, \quad j_4 = ic\rho.$$

где ρ — плотность заряда [по повторяющимся индексам в (2), (3) и далее проводится суммирование].

Ковариантная запись ур-н Максвелла (2) и материальных соотношений в форме (3), предельноной Л. И. Мандельштамом и И. Е. Таммом, позволяет обобщить эти ур-ния на ленинградские системы отсчёта и инерциальной движущаяся среды методами *общей теории относи-*

тельности. Для равномерно движущейся изотропной среды ϵ_{ik} можно представить в виде произведения двух тензоров 2-го ранга η_{ik} :

$$\epsilon_{ik} = \mu^{-1} \eta_{ik} \eta_{ik}, \quad \eta_{ik} = (\delta_{ik} - \chi u_i u_k), \quad \chi = \epsilon \mu - 1, \quad (6)$$

где δ_{ik} — единичный тензор, а четырёхмерная скорость среды u_i связана с вектором скорости \mathbf{u} соотношениями

$$u_1, 2, 3 = \gamma u_{x, y, z} / c, \quad u_4 = i\gamma, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad u = c\beta.$$

В движущейся среде можно ввести четырёхмерный векторный потенциал $A_k = (A, i\varphi)$ (где A, φ — векторный и скалярный потенциалы), связанный с электрич. полем E и магн. индукцией B обычным соотношением

$$F_{ik} = \left(\frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right) \text{ или } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad } \varphi, \quad B = \text{rot } A. \quad (7)$$

Подстановка выражений (7) в систему (2) и (3) с использованием тензора (6) приводит к ур-нию для A_k вида

$$\Delta A_k = -\frac{4\pi\mu}{c} S_{ik}, \quad S_{ik} = \delta_{ik} + \frac{\chi}{1+\chi} u_i u_k. \quad (8)$$

Дифференциальный оператор

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \chi \left(u_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right)^2 = \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \frac{\chi \gamma^2}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \text{grad} \right)^2 \quad (9)$$

обобщает оператор волнового ур-ния на движущуюся среду. Четырёхвекторный потенциал A_k удовлетворяет обобщённому условию Лоренца:

$$\eta_{ik} \partial A_i / \partial x_k = 0.$$

В движущейся среде без дисперсии ур-ние (8) имеет решение

$$A_k(r, t) = (2\pi)^{-4} \int_{-\infty}^t d' G_{ik}(r-r', t-t') j_i(r', t'), \quad (10)$$

записанное через тензорную Грина функцию $G_{ik} = S_{ik} G_0 / c$, где

$$G_0(r-r', t-t') = \frac{16\pi^4 \mu}{R_0} \delta \left(t-t' - \frac{r_0 - \beta^2}{c(1-\beta^2)\sqrt{\epsilon \mu}} R_0 \right), \quad (11)$$

$$R_0^2 = \frac{r_0(1-\beta^2)}{\epsilon \mu - \beta^2} (\rho - \rho')^2 - \left[(z-z') - \frac{\epsilon \mu - 1}{\epsilon \mu - \beta^2} u(t-t') \right]^2,$$

скорость движения среды $u = c\beta$ направлена по оси z , а векторы \mathbf{r} и \mathbf{r}' лежат в плоскости, перпендикулярной скорости \mathbf{u} . При $t' > t$ функция Грина G_0 в (11) тождественно равна нулю.

Особенности излучения волн в движущейся среде. В качестве иллюстрации смысла полученных ф-л рассмотрим поле точечного источника, расположенного в начале координат ($\rho = z' = 0$) и излучающего очень малое время ($t' = 0$). Если бы среда покоилась, то поле излучения расходилось бы от источника во все стороны с одинаковой скоростью, равной скорости света в среде, т. е. всё поле излучения было бы сосредоточено вблизи сферич. поверхности, расширяющейся от начала координат во все стороны со скоростью света. Движение среды приводит к тому, что скорость света в разных направлениях становится различной. Поэтому поверхность $R_0 = \text{const}$ [см. ф-лу (11)], на к-рой поле излучения отлично от нуля, уже не является сферой, а имеет вид эллипсоида вращения:

$$\frac{\rho^2}{a^2} + \frac{(z-z_0)^2}{b^2} = 1, \quad (12)$$

$$z_0 = \frac{\epsilon \mu - 1}{\epsilon \mu - \beta^2} a, \quad a = ct \sqrt{\frac{1-\beta^2}{\epsilon \mu - \beta^2}},$$

$$b = ct \frac{(1-\beta^2)\sqrt{\epsilon \mu}}{\epsilon \mu - \beta^2}, \quad \rho^2 = x^2 + y^2,$$

ось симметрии к-рого направлена по скорости движения среды. Полуоси a и b этого эллипсоида линейно растут со временем, а центр эллиптич. оболочки z_0 перемещается в направлении движения среды со скоростью $u_0 = \eta_{04}$, где $\eta_0 = (\epsilon \mu - 1) / (\epsilon \mu - \beta^2)$ — коэф. увеличения света. При малых скоростях, когда $\beta \ll 1$, он совпадает с коэф. увеличения Френеля в опыте Физо, а релятивистски движущаяся среда, когда $\beta \approx 1$, полностью увлекает свет, т. е. $\eta_0 = 1$. Т. о., оболочка, на к-рой сосредоточено излучение в движущейся среде, одновременно расширяется и «сносится вниз по течению» среды («увлекается» движущейся средой). Если скорость перемещения среды сравнительно невелика, то источник излучения находится внутри этой оболочки (рис. 1). Если же скорость движения среды превышает

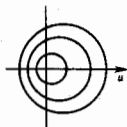


Рис. 1. Распространение волн излучения в движущейся среде в случае, когда скорость движения среды не превышает фазовую скорость света. Источник излучения находится в начале координат. Среда движется вправо со скоростью u . Видно, что волновые поверхности «сносятся по течению».

фазовую скорость света, то оболочку «сдувает» настолько сильно, что она вся оказывается «ниже по течению», и источник излучения находится вне этой оболочки (рис. 2).

Прохождение заряженной частицы через движущуюся среду. При рассмотрении излучения в движущейся среде предполагается, что источник излучения покоится по отношению к этой среде. Если источник движется по произвольному закону, то его поле излучения, как и в покоящейся среде, определяется интерференцией волн, испущенных источником в каждой точке своего пути. Отличие от случая покоящейся изотропной среды состоит в том, что из-за эффекта увеличения в движущейся среде скорости волн в разных направлениях различия (рис. 1 и 2).

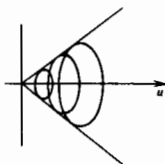


Рис. 2. Излучение волн в движущейся среде в случае, когда скорость среды превышает фазовую скорость света. Источник излучения находится в начале координат. Расходящиеся от источника волны оказываются по одну сторону от источника.

Особенность излучения движущегося источника в движущейся среде можно пояснить на примере излучения Вавилова — Черенкова. Пусть в среде, движущейся со скоростью u , перемещается с пост. скоростью v точечная частица с зарядом q . В покоящейся среде эта частица может стать источником излучения, если ее скорость превышает фазовую скорость света в среде, т. е. $v > c/\sqrt{\epsilon \mu}$. Возникающее излучение, называемое излучением Вавилова — Черенкова, уносит энергию от движущейся частицы, и частица замедляется. В движущейся среде источником излучения Вавилова — Черенкова может стать движущаяся с малой скоростью или даже покоящаяся заряд. частица. Если частица покоится, а скорость движения среды превышает фазовую скорость света, возникает характерное волновое поле, представляющее собой в данном случае излучение Вавилова — Черенкова. Это поле целиком находится по одну сторону от покоящегося заряда («вниз по течению» среды (рис. 2). При этом на частицу — источник излучения — действует ускоряющая сила в направлении движения среды. Т. о., в движущейся среде меняется характер взаимодействия заряда, частицы со средой. В зависимости от скорости частицы v и среды u и потери dW/dz энергии частицы W на единицу длины пути могут иметь разл. величину и даже менять знак, что соответствует уже не замедлению, а уско-

рению частицы средой. Последнее явление часто наз. эффектом обращения потерь энергии. Все это видно из ф-лы для потерь энергии:

$$\frac{dW}{dz} = -\operatorname{sgn}(v-u) \frac{q^2}{c^2} \left\{ \int_{\omega_{\text{отн}} > 1} \omega(\omega) \left[1 - \frac{1}{\varepsilon(\omega) \mu(\omega) \beta_{\text{отн}}^2} \right] d\omega + \frac{1}{\beta_{\text{отн}}} \sum_{|\partial c / \partial \omega|_{\omega=\omega_0}} K_0 \left(\frac{\omega_0}{v_{\text{отн}}} \cdot R_{\text{Макс}} \right) \right\} \quad (13)$$

где $v_{\text{отн}} = c\beta_{\text{отн}} = (v-u)/(1-uv/c^2)$ — скорость относит. движения частицы и среды, $\varepsilon(\omega_0) = 0$. Знаковая ф-ция $\operatorname{sgn} x = \operatorname{sgn}|x|$ указывает на изменение знака потерь, при $v > u$ $\operatorname{sgn}(v-u) = +1$ и частица теряет энергию, а при $v < u$, когда $\operatorname{sgn}(v-u) = -1$, частица ускоряется. Первое слагаемое в фигурных скобках соответствует потерям на излучение Вавилова — Черенкова. Оно отлично от нуля лишь при движении частицы с относит. скоростью $v_{\text{отн}}$, края больше фазовой скорости света в покоящейся среде $c/\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}$. В ф-ле (13) $K_0(\omega_0 R_{\text{Макс}}/v_{\text{отн}})$ есть ф-ция Макдональда, а $R_{\text{Макс}}$ по порядку величины совпадает с радиусом дебаевского экранирования $r_D = (kT/m\omega_p)^{1/2}$ в среде с темп-рой T и концентрацией электронов N , $\omega_p = (4\pi N e^2/m)^{1/2}$ — плазменная частота, m — масса покоя электрона. В движущейся плазме $\mu = 1$ и $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ или в пучке релятивистских электронов с энергией $W_e = mc^2 \gamma$ потери энергии на излучение Вавилова — Черенкова равны нулю, а на возбуждение плазменных колебаний отличны от нуля и имеют вид:

$$\frac{dW}{dz} = q^2 \frac{4\pi e^2 N}{mc^2 \gamma} \ln \left(\frac{\gamma}{\Delta \nu} \right) \quad (14)$$

где разброс энергии электронов в пучке $\Delta W_e = mc^2 \Delta \nu$, а $q = eN_e$ — заряд точечного сгустка частиц с концентрацией N_e .

После того как стали получать (с помощью сильноточных и плазменных ускорителей) пучки заряд. частиц большой плотности, движущиеся с релятивистскими скоростями, возрос интерес к Э. д. с. В этих пучках можно ускорять заряд. частицы до больших энергий. Так, из ф-лы (14) следует, что в пучке электронов с плотностью тока порядка 30 кА/см^2 ($N \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) при энергии электронов $W_e = 2 \text{ МэВ}$ ($\gamma = 4$) и разбросе $\Delta W_e = 0.3W_e$, прирост энергии частиц в сгустке с концентрацией $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ составляет 5 МэВ/см на одну ускоряемую частицу из сгустка.

Плотные пучки электронов или движущиеся плазмы во мн. отношениях ведут себя как макроскопич. движущиеся среды. В связи с получением таких пучков появились новые возможности не только для применения Э. д. с. в исследовании физ. установок и приборов, но также стало возможным изучение релятивистских эффектов, когда u/c становится порядка единицы.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Волоотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн. Эйнштейновский сборник, 1974, М., 1976; ил же, Поля источников излучения в движущихся средах, в кн.: Эйнштейновский сборник, 1978—1979, М., 1983; Б. М. Волоотовский, С. Н. Столяров.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА КВАНТОВАЯ — см. Квантовая электродинамика.

ЭЛЕКТРОДИФУЗИЯ — перенос вещества в расплавах с электронной или дырочной проводимостью (напр., сплавы Na с K, Hg с Cd, Ga с As) при пропускании пост. электрич. тока. Наблюдается также в тв. телах, однако в этом случае происходит значительно медленнее. Известна Э. д. изотопов в металлах; обычно более лёгкий изотоп мигрирует к аноду.

Э. характеризуют электрич. подвижностью u_i ионов i -го компонента, равной скорости их направленного движения при напряжённости поля E В/см, и эффективным зарядом z_i . Эти параметры связаны ур-нием Эйнштейна: $u_i = z_i e D_i / kT$, где D_i — коэф. молекулярной диффузии, e —

элементарный электрич. заряд. При достаточно длит. пропускании тока Э. уравнивается обратной диффузией и конвекцией и достигается стационарное распределение концентрации c i -го компонента в образце, определяемое соотношением $c_2 = c_1 \exp(u_i \Delta \Phi / D)$, где $\Delta \Phi$ — разность потенциалов между точками 2 и 1, D — эффективный коэф. диффузии. При высоких значениях $u_i \Delta \Phi / D$ степень разделения компонентов при Э. весьма велика. Одним из факторов, определяющих Э., является электронный ветер — увлечение ионов компонентах потоком электронов проводимости. В разбавл. бинарном растворе $z_2^2 = z_2 - z_1 \sigma_2 / \sigma_1$, где z_2 и z_1 — истинные заряды ионов, σ_2 и σ_1 — сечения рассеяния нмк электронов.

Э. используют для глубокой очистки металлов в жидкой фазе, выращивания монокристаллов металлов и эпитаксиальных слоёв полупроводников соединений, напр. GaAs.

Лит.: Михайлов В. А., Богданова Д. Д., Электроперенос в жидких металлах, Новосибир., 1978.

ЭЛЕКТРОДЫ ПЛАЗМЕННЫЕ — плазменные поверхности, образующиеся непосредственно у поверхности электродов (катодов и анодов) и обладающие повышенной электронной эмиссией. Очень часто Э. п. образуются при *взрывной электронной эмиссии* и в случае приповерхностных электрич. разрядов (искровых, скользящих, коронных и т. д.). Э. п., возникающие в случае скользящего по поверхности диэлектрика разряда, широко используются для организации объёмных однородных сильноточных разрядов в газовых средах повышенного давления. Такой способ организации объёмных разрядов относительно прост, т. к. при скользящем разряде возникает плазменное образование большой площади ($\sim 60 \times 200 \text{ см}^2$) при относительно низких напряжениях ($\sim 100 \text{ кВ}$). Объёмные газовые разряды с Э. п. характеризуются повышенной устойчивостью при давлениях ≥ 1 атм. Это объясняется тем, что повышенная концентрация электронов создаётся непосредственно вблизи электродов, что предупреждает возникновение в приэлектродных областях к.-л. неустойчивостей (тепловых, ионизационных и др.). Повышенная излучат. способность *скользящего разряда* в области вакуумного ультрафиолета приводит к интенсивной фотоионизации в газовом объёме, что повышает уровень нач. концентрации электронов. Кроме того, плазма скользящего разряда, через к-рую замыкается ток объёмного разряда, играет стабилизирующую роль за счёт собственного активного сопротивления.

Оба Э. п. (и анод, и катод) были использованы для создания CO_2 -лазеров с параметрами, мало уступающими CO_2 -лазерам с предионизацией пучком ускоренных электронов. В частности, в CO_2 -лазере с активным объёмом $15 \times 15 \times 80 \text{ см}^3$ получили уд. энергосъём до 30 Дж с 1 л объёма при атм. давлении и кнд 15% . Энергия, требуемая на образование плазменных электродов, составляет $10-15\%$ от осн. энерговклада.

В CO_2 -лазере высокого давления с плазменным катодом при давлении до 8 атм получена интенсивная генерация на газовой смеси CO_2 и N_2 с парциальным соотношением компонент $1:1$, что позволило получить плазную перестройку частоты в интервале 46 см^{-1} с пиковой мощностью $\geq 1 \text{ МВт}$.

В электроразрядном CO_2 -лазере с плазменным катодом оказалось возможным получить при давлении рабочей смеси до $0,5 \text{ атм}$ импульсы генерации длительностью $\tau \sim 100 \text{ мкс}$ (в обычных лазерах $\tau \sim 1 \text{ мкс}$), что открывает перспективы транспортировки такого излучения по ИК-световодам без их разрушения.

Лит.: Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Прохоров А. М., Газоразрядные лазеры с плазменными электродами, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1984, т. 48, № 7, с. 1430; Андреев С. И. [и др.], Особенности формирования объёмного разряда с плазменными электродами, «ЖТФ», 1990, т. 60, № 1, с. 102. Г. П. Кузьмин.

ЭЛЕКТРОКАТОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — изменение темп-ры T кристалла на величину ΔT при приложении к нему электрич. поля E . Э. э. является обратным пирозлектрич. эффекту и возможен в кристаллах, принадлежащих к 10 точечным группам симметрии, а также в *тексту-*

рах, характеризующихся полярными предельными группами симметрии ∞ и ∞m (см. *Пирозлектрики. Симметрия кристаллов*). Э. о. описывается выражением $\Delta T = qE$, где коэф. $q = dT/dE$ связан с пирозлектрич. коэф. $\gamma = \partial P/\partial T$ (P — поляризация) соотношением $q = -\gamma T/\rho C$ (ρ — плотность кристалла, C — его теплоёмкость). Пирозлектрич. коэф. у пирозлектриков таков, что ΔT , как правило, оказывается малой величиной. Напр., для кристалла турмалина электрич. поле $E \sim 10^5$ В/м приводит к охлаждению или нагреванию (в зависимости от направления поля относительно поля спонтанной поляризации) лишь на $5 \cdot 10^{-5}$ К. В сегнетозлектриках в области фазового перехода q и γ на неск. порядков выше, поэтому ΔT может составлять доли единицы и даже 1 К. При этом, однако, зависимость $\Delta T(E)$ при больших E перестаёт быть линейной.

Н. Р. Иванов.

ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ — совокупности явлений, происходящих в системах, содержащих капилляры или мембраны, размещённые в электролитах, при наложении электрич. поля, и обратных им эффектов. К Э. я. относятся: электроосмос — течение жидкости в капиллярах и пористых телах под действием внеш. электрич. поля; появление электрич. разности потенциалов на торцах капилляра или мембраны при течи через них жидкости (потенциал течения); электрофорез — движение твёрдых частиц или капель, взвешенных в электролите, при наложении электрич. поля; возникновение разности потенциалов при оседании (седиментации) частиц, взвешенных в электролите (эффект Дорна).

Историческая справка. Электроосмос и электрофорез открыты в 1809 Ф. Ф. Рейссом (F. F. Reuss), к-рый наблюдал вызванное электрич. полем перемещение жидкости в U-образной трубке, пергорованной в ниж. части мембраной из кварц. песка, и движение глинистых частиц в покоящейся жидкости при наложении электрич. поля. В 1852 Г. Вилеман (G. Wiedemann) установил пропорциональность скорости осмотич. течения силе тока и др. зависимость Э. я. В 1959 Г. Квинке (G. Quincke) наблюдал возникновение потенциала течения на мембранах разл. природы, а в 1880 Э. Дори (E. Dorn) обнаружил возникновение разности потенциалов в трубке, заполненной водой, при центрифугировании в ней суспензии кварца. Первую теорию Э. я. предложил Г. Гельмгольц (H. Helmholtz, 1879), затем её развили М. Смолуховский (M. Smoluchowski, 1906), Д. Генри (D. Henry, 1931) и др. Рассмотрение Э. я. в рамках термодинамики неравновесных процессов принадлежит (1950, 1952) С. Р. де Грооту (S. R. de Groot), П. Мазуру (P. Mazur) и Я. Овербеку (J. T. J. Overbeek).

Оси. роль в Э. я. играют *двойной электрический слой* (ДЭС), формирующийся на границе раздела фаз, и его поляризация. Внеш. электрич. поле, направленное вдоль границы раздела фаз, смещает один из ионных слоёв ДЭС по отношению к другому. Это приводит к осмотич. перемещению фаз — электроосмосу и электрофорезу. При осмотич. движении фаз, вызываемом внеш. механич. воздействием, происходит перемещение ионных слоёв ДЭС — пространственное разделение зарядов, т. е. возникает разность потенциалов.

Электроосмос. Рассмотрим, напр., электроосмотич. скольжение электролита в капилляре или порах мембраны. Примем для определённости, что на поверхности капилляра адсорбированы отрицат. ионы, к-рые закреплены неподвижно, а положит. ионы формируют диффузную, подвижную часть ДЭС. Внеш. поле E направлено вдоль поверхности капилляра. Произвольный элемент диффузной части ДЭС под действием поля E движется вдоль поверхности капилляра. Плотность заряда на диффузной части ДЭС зависит от расстояния до поверхности x , и разл. слою жидкости движущся с разл. скоростями $u(x)$, следовательно, для них различна и сила вязкого сопротивления движению. Стационарное течение устанавливается при компенсации электростатической и вязкой сил. Ренессанс ур-ний гидродинамики, описывающее распределение скорости $u(x)$ при постоянных вязкости η жидкости и её

диэлектрич. проницаемости ϵ , имеет вид:

$$u(x) = -\frac{\epsilon E}{4\pi\eta} [\zeta - \Phi(x)]. \quad (1)$$

Здесь $\Phi(x)$ — распределение электрич. потенциала в диффузной части ДЭС, ζ — его значение на нек-ром расстоянии δ от поверхности (рис), где скорость течения жидкости обращается в нуль (т. е. плоскость скольжения).



На больших расстояниях от поверхности $\Phi(x) \rightarrow 0$ и скорость течения за пределами диффузной части ДЭС постоянна (т. е. скорость электроосмотич. скольжения):

$$u_s = -\frac{\epsilon E}{4\pi\eta} \zeta. \quad (2)$$

Параметр ζ (дзета-потенциал, ζ -потенциал) — осн. характеристика Э. я. В реальных системах интерпретация параметра ζ усложняется, поскольку он зависит от распределения электростатич. потенциала в диффузной части ДЭС и особенностей структуры и реологии. Поведения жидкости в граничных слоях. Значение ζ и его изменение при варьировании параметров электролита, адсорбции на поверхности разл. веществ и т. п. позволяют судить об изменении структуры граничных слоёв, характере взаимодействия компонентов раствора с поверхностью, изменении состояния поверхности и т. д. Выражение (1) справедливо для капилляров произвольной геометрии при условии, что толщина ДЭС мала в сравнении с радиусом капилляра.

Потенциал течения. Возникновение потенциала течения рассмотрим на примере проницаемой мембраны, разделяющей резервуары с электролитом, при наличии перепада давления и, следовательно, течения электролита через мембрану. Часть ионов одного знака диффузной части ДЭС увлекается течением жидкости, что приводит к появлению разности потенциалов между резервуарами и вызывает появление электрич. тока в направлении, противоположном конвективному переносу заряда. Разность потенциалов, установившаяся при компенсации этих токов, наз. потенциалом течения.

Электроосмос и возникновение потенциала течения описываются ур-ниями *термодинамики неравновесных процессов*. Объём жидкости, проходящий через мембрану в единицу времени, V , сила тока I , перепад давлений Δp и потенциал на торцах мембраны $\Delta\phi$ связаны ур-ниями

$$V = L_{11}\Delta p + L_{12}\Delta\phi, \quad (3)$$

$$I = L_{21}\Delta p + L_{22}\Delta\phi.$$

где кинетич. коэф. L_{11} , L_{12} , L_{21} и L_{22} характеризуют соответственно гидродинамику, проницаемость мембраны, скорость осмотич. течения, ток течения и электропроводность электролита. Кинетические коэф. удовлетворяют соотношениям Онсагера $L_{12} = L_{21}$ (см. *Онсагера теорема*).

Ур-ния (3) и соотношения Онсагера позволяют установить связь между электроосмосом и потенциалом течения:

$$\left(\frac{\Delta\phi}{\Delta p}\right)_{I=0} = -\left(\frac{V}{I}\right)_{\Delta p=0}. \quad (4)$$

Отношение $(V/I)_{\Delta p=0}$ наз. электроосмотич. переносом и является одной из осн. характеристик раздельных мембран. В случае тонких ДЭС и мембран с произвольной геометрией пор этот параметр может быть рассчитан с учётом подобия распределений электрич. полей и скорости электроосмотич. течения:

$$\left(\frac{V}{I}\right)_{\Delta p=0} = \frac{cE}{4\pi\eta\kappa}, \quad (5)$$

где κ — уд. электропроводность электролита.

Электрофорез. Движение макроскопич. частиц при электрофорезе в электролите имеет родственную электроосмосу природу: внеш. электрич. поле увлекает ионы подвижной части ДЭС, что приводит к движению электролита относительно взвешенных в нём макрочастиц. В отсутствие внеш. сил можно считать, что движущиеся взвешенные частицы относительно покоящегося электролита. Если макроскопич. частица — диэлектрик, то в системах с тонкой диффузной частью ДЭС скорость электрофореза совпадает со скоростью электроосмотич. скольжения (с обратным знаком). Для проводящих частиц скорость электрофореза

$$v = \frac{cE}{4\pi\eta} \zeta \frac{2\kappa}{2\kappa + \kappa'}, \quad (6)$$

где κ' — уд. электропроводность частицы. Ур-ние (6) учитывает особенности искажения силовых линий вблизи частицы. С увеличением толщины диффузной части ДЭС скорость электрофореза начинает сложным образом зависеть от отношения Дебайевского радиуса в электролите к диаметру частицы.

Эффект Дорна связан с конвективным переносом ионов диффузной части ДЭС при движении частицы в электролите. Конвективные потоки ионов поляризуют ДЭС, и частица в целом приобретает дипольный момент, при этом силовые линии выходят за пределы ДЭС. При движении в электролите ансамбля частиц с дипольными моментами, имеющими одну ориентацию, порождаемые ими поля складываются, в системе возникает одностороннее электрич. поле, направленное параллельно (или антипараллельно) скорости движения частиц. Группу движущихся с одинаковой скоростью частиц можно рассматривать как своеобразную мембрану, сквозь к-рую протекает электролит. Если частицы движутся между электродами, то на них появляется разность потенциалов.

Электрофорез и эффект Дорна могут быть описаны феноменологич. ур-ниями неравновесной термодинамики:

$$v = I_{11}F + I_{12}E, \quad (7)$$

$$4\pi\kappa M = I_{21}F + I_{22}E,$$

где F — сила, действующая на частицу, M — её индуцированный дипольный момент. Кинетические коэф. I_{12} , I_{21} , определяющие скорость электрофореза и дипольный момент в эффекте Дорна, удовлетворяют соотношению Онсагера: $I_{12} = I_{21}$.

Применение. Электроосмос используют для обезвоживания пористых тел (осушка стен, сыпучих материалов и т. п.), а также для пропитки материалов. Наиб. применённая электрофореза — нанесение покрытий на детали сложной конфигурации, катоды электроламп, полупроводниковые детали, нагреватели и т. п. Его используют также для фракционирования полимеров, минеральных дисперсных смесей, извлечения белков, пуклиновых кислот, а также в медицине для введения в организм через кожу или слизистые оболочки лекарственных средств. Возникновение потенциала течения используют в датчиках давления для преобразования механич. энергии в электрическую.

Лит-ра: Наука о колонодах, под ред. Г. Кройта, пер. с англ., т. 1, М., 1955; Духин С. С., Дерягин Б. В., Электрофорез, М., 1976; Ньюмен Дж. Э., Электрохимические системы, пер. с англ., М., 1977. В. И. Родукин.

ЭЛЕКТРОЛИЗ (от электро... и греч. lysis — разложение, растворение, распад) — совокупность электрохим. реакций

(т. е. хим. реакций с участием свободных электронов), протекающих на поверхности электродов в гальванич. цепи при пропускании через неё электрич. тока от внеш. источника и приводящих к хим. разложению растворителя или др. компонентов *электролита* (ионного проводника) и к образованию новых веществ. Если ток возникает в результате действия самой гальванич. цепи, то говорят о токообразующих реакциях.

Гальванич. цепь — электрич. цепь из последовательно включённых электронных и ионных проводников. В простейшем случае может быть представлена схемой

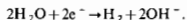


где M_1 и M_2 — электронные проводники (металлы), Э — электродит (напр., раствор к-ты, основания или соли, расплав соли и т. д.). Электрохим. реакция в гальванич. цепи сосредоточена на поверхности электродов, т. е. в местах контакта электронного и ионного проводников. В этих местах поток электронов в первом проводнике сменяется на поток ионов во втором. Электрохим. реакция служит стоком заряд. частиц, подходящих из объёма фазы к поверхности раздела, и источником частиц, отходящих от поверхности в глубь фазы. В результате обеспечивается непрерывность электрич. тока («защепная» передача зарядов) и предотвращается накопление или исчезновение заряд. частиц в поверхностном слое. Электрохим. реакции подчиняются законам Фарадея (М. Faraday, 1833—1834), согласно к-рым кол-во превращаемых в реакции веществ строго пропорционально кол-ву прошедшего через гальванич. цепь электричества, а также пропорционально хим. эквивалентам (отношениям молярной массы к кол-ву электронов, участвующих в реакции одной молекулы) каждого вещества.

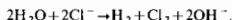
Характер электрохим. реакций зависит от хим. природы контактирующих проводников и от направления тока. На аноде (металлич. электрод, из к-рого ток переходит в непроводящий проводник — электролит) протекают реакции окисления с выделением свободных электронов, на катоде (обратное направление тока) — реакции восстановления с потреблением электронов из металла. При Э. анод — положительный электрод гальванич. цепи, катод — отрицательный. Примером анодной реакции является электролитич. выделение хлора из хлоридных растворов или расплавов на металлич. электроде



в результате реакции на поверхности раздела прекращается поток ионов Cl^- в электролите и возникает поток электронов в металле. Примером катодной реакции является электролитич. выделение водорода из водных растворов электролитов



В замкнутой цепи катодная и анодная реакции сопряжены и протекают с одинаковой скоростью, т. е. выделяющееся в единицу времени на аноде кол-во электронов равно кол-ву электронов, вступающих за это время в реакцию на катоде. В ур-нии общей хим. реакции, протекающей в цепи в целом, электроны в явном виде уже не фигурируют. Для упомянутого примера реакций на аноде и катоде общая реакция имеет вид



Э. используют для получения ряда веществ путём электрохим. превращения компонентов электролита — растворителя, растворённых или расплавленных солей, специально добавляемых веществ и т. д. Э. концентрируют водных растворов KCl с выщепиваемыми реакциями («хлорный Э») лежит в основе промышленного производства хлора (мировой объём ок. 30 млн. т в год) и щёлочи (ок. 35 млн. т в год). Широко распространён Э. растворов или расплавов солей разных металлов с катодным восстановлением ионов металлов с целью производства этих металлов (электрометаллургия) или их осаждения в виде

тонкого защитного или декоративного слоя на основу из др. металла (электроосаждение, гальваностегия). Производство алюминия (ок. 15 млн. т в год) основано на Э. эвлетик. смеси кремнезёма и расплавленного криолита при темп-ре 950 °С. Э. применяют также для производства или рафинирования большинства др. цветных металлов. С помощью Э. на аноде получают сильные окислители — фтор, перхлораты, персульфаты, перманганаты и др. Э. используют также для синтеза нех-рых органич. веществ, напр. себазиновой кислоты (на аноде, из метаноильного раствора монооксира аздиновой кислоты), ацетонитрила (на катоде, из раствора акрилонитрила) и др.

Реакции Э. проводят в спец. электролизёрах (электролитич. ячейках, гальванич. ваннах), основными составными частями к-рых являются блоки положительн. и отрицательн. электродов, электролит, межэлектродные сепараторы (для разделения продуктов реакций на аноде и катоде), корпус (бак) и системы регулирования.

Осн. параметры реакций Э.: плотность тока на аноде и катоде (отношение общей силы тока к площади поверхности соответствующего электрода), напряжение на выводах (клеммах) электролизёра. В зависимости от характера электроим. реакций и природы целевого продукта применяют плотности тока от 10 до 10⁴ А/м². Напряжение на выводах отд. электролизёра составляет 2—5 В. Часто соединяют электролизёры последовательно в секции (группы) с общим напряжением 200—400 В. Наиб. мощные промышленные электролизёры рассчитаны на ток порядка 100 кА.

V. С. Багацкий.

ЭЛЕКТРОЛИТЫ — жидкие и твёрдые вещества, обладающие ионной проводимостью, т. е. проводники, в к-рых электрич. ток обусловлен движением ионов (проводники 2-го рода). Электрич. ток в Э. сопровождается хим. реакциями на электродах (см. *Электролиз*). В нек-рых случаях наблюдается сменяемая электропроводность — электрон-ионная (напр., в растворах щелочных металлов в жидком NH₃); высокой проводимостью обладают Э. с протонной проводимостью.

К жидким Э. относятся расплавы солей (ионные жидкости), водные и неводные растворы солей, оснований и кислот, к-рые, в свою очередь, часто называют Э. К твёрдым Э. относятся ионные кристаллы с дефектами кристаллич. структуры с низкой ионной проводимостью (до 10⁻¹⁰ Ом·см⁻¹). К ним относится также кристаллич. вещества, в к-рых подструктура отдельных ионов (в отличие от подструктуры остальных ионов) разупорядочена и электропроводность к-рых высока (см. *Ионные суперпроводники*). К твёрдым Э. относится и особый класс высокомолекулярных соединений — полиэлектролиты. В твёрдых Э. проводимость иногда может быть обусловлена движением ионов только одного знака (униполярная проводимость); к таким Э. относятся, напр., AgCl — в проводимости участвуют только ионы Ag⁺, BaCl₂ — только ионы Cl⁻.

Наиболее широко применяются и хорошо изучены водные растворы Э. Они входят в состав живых организмов и участвуют во всех жизненно важных процессах. Свойства растворов Э. определяются степенью электролитич. диссоциации α, к-рая возрастает с ростом диэлектрич. проницаемости растворителя ε. Поэтому для получения растворов Э. обычно используют ионные жидкости с высокой ε (вода, спирт и др.). По степени диссоциации условно различают растворы сильных (α ≈ 1) и слабых (α << 1) Э. Один и тот же Э. в разных растворителях может образовывать растворы с разной α.

В полирных растворителях в растворах Э. создаются т. н. сольватные структуры — более или менее устойчивые комплексы иона с ближайшими молекулами растворителя, обусловленные *межмолекулярными взаимодействиями* и *межмолекулярными взаимодействиями*. Между сольватным комплексом и остальным раствором происходит непрерывный обмен молекулами, частота к-рого определяется характером и прочностью связей (энергией сольватации) в комплексе.

Электролитич. диссоциация приводит к увеличению общего числа частиц в растворе, поэтому свойства разбавленных растворов Э. отличаются от свойств обычных разбавленных *растворов*. Так, происходит увеличение осмотич. давления раствора и отклонение от ур-ния Вант-Гоффа (см. *Осмоз*), понижение давления пара раствора над раствором и его отклонение от *Рауля закона*, возрастание темп-ры кипения и снижение темп-ры замёрзания раствора Э.

Весьма разбавленные растворы слабых Э. по свойствам близки к идеальным растворам и описываются классич. теорией электролитич. диссоциации. Свойства разбавленн. растворов сильных Э. вследствие межмолекулярн. взаимодействий отличны от свойств идеальных растворов и описываются теорией Дебая — Хюккеля. В рамках этой теории удовлетворительно объясняется зависимость коэффициентов активности ионов, осмотич. коэффициентов, электропроводности, диффузии, вязкости и др. При повышении концентрации сильных Э. необходимо учитывать размеры ионов и влияние сольватации на межмолекулярные взаимодействия.

При росте концентрации — в т. н. преходной области — структура раствора меняется, т. к. мн. молекулы растворителя связаны с ионами Э. в сольватоккомплексах. В области концентрированных растворов их структура приближается к структуре соответствующих ионных расплаво или даже кристаллов, что экспериментально подтверждено спектроскопическими и нейтроннографическими исследованиями.

К ионным проводникам, к-рым являются Э., применим *Ома закон* (для растворов Э. — за исключением областей сильных электрич. полей и высоких частот). Удельная электропроводность у Э. значительно ниже, чем у электронных проводников (обычно от 1 до 10⁻¹⁰ Ом·см⁻¹).

В растворах Э. для характеристики проводимости используются также параметром молярной электропроводности

$$\Lambda = \sigma / c,$$

где σ — уд. электропроводность раствора, c — мол. концентрация раствора. В разбавленных растворах сильных Э. Λ пропорциональна c, т. е. Λ практически постоянна. В более концентрированных растворах сильных Э. Λ падает из-за роста межмолекулярн. взаимодействий; зависимость Λ от концентрации описывается ур-нием Онегара:

$$\Lambda = \Lambda_0 - (B_1 \Lambda + B_2) \sqrt{c},$$

где B₁ и B₂ — ф-ции темп-ры вязкости и диэлектрич. проницаемости растворителя. В растворах слабых электролитов Λ падает с ростом c уже в разбавленных растворах из-за уменьшения степени диссоциации Э.

В электрич. полях большой напряжённости (св. 10⁴—10⁵ В/см) и в полях высокой частоты Λ резко возрастает, т. к. в этих случаях межмолекулярные и межмолекулярные взаимодействия значительно уменьшаются вследствие увеличения скорости ионов (см. также *Химическая термодинамика*).

Лит.: Багацкий В. С., Основы электрохимии, М., 1988; Дамаскин Б. Б., Петрий О. А., Электрохимия, М., 1987; Укше Е. А., Букин Н. Г., Твёрдые электролиты, М., 1977; Мищенко К. П., Полторцкий Г. М., Термодинамика и строение водных и неводных растворов электролитов, Л., 1976; Делмарр Дж. Ю. К., Марков Б. Ф., Электрохимия расплавленных солей, М., 1960. В. С. Багацкий.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — *люминесценция*, возбуждаемая электрич. полем. Наблюдается в газах и твёрдых телах. При Э. атомы (молекулы) вещества переходят в возбуждённое состояние в результате возникновения в нём к.-л. формы электрич. разряда. Из разл. типов Э. тв. тел наиб. важны инжекционная и предпробойная. Инжекционная Э. характерна для p-n-перехода в нек-рых полупроводниках, напр. в SiC или GaP, в пост. электрич. поле, включённом в иронусковом направлении. В л-область инжектируются избыточные дырки, а в p-область — элек-

троны (или те и другие в тонкий слой между p - и n -областями). Свечение возникает при рекомбинации электронов и дырок в p - n -слое.

Предбройная Э. наблюдается, напр., в порошкообразном ZnS, активированном Cu, Al, и др. веществах, помещенных в диэлектрик между обкладками конденсатора, на к-рый подается перем. напряжение звуковой частоты. При макс. напряжении на обкладках конденсатора на краях частичек люминофора концентрируется сильное электрич. поле, к-рое ускоряет свободные электроны, и происходит процесс, близкий к электрич. пробое. Электроны ионизуют атомы; образовавшиеся дырки захватываются центральными свечениями, на к-рых рекомбинируют электроны при изменении направления поля.

Подобный механизм реализуется и в многослойных тонкопленочных системах, где свечением является пленка толщиной ок. 1 мкм изолирована от обкладок конденсатора ещё более тонкими слоями диэлектрика. Особенностью таких систем является возможность создания в слое люминофора очень высокой напряженности электрич. поля ($\sim 10^8$ В/м), благодаря чему удается получить по иск. квантов света от каждого прошедшего сквозь слой электрона. Др. особенность—возможность получения бистабильного режима, в к-ром стационарная яркость свечения зависит от того, достигнута ли данная амплитуда напряжения нулем его повышения или понижения.

Возможны и др. механизмы предбройной Э.—прямое возбуждение центров свечения электронным ударом, а также внутризонная Э., наблюдаемая в p - n -переходах, включенных в запертом направлении. При внутризонной Э. свободные электроны (или дырки) испускают свет при переходах в пределах зоны проводимости (валентной зоны), без участия центров свечения. Такая Э. отличается крайне широким спектром, охватывающим всю область прозрачности полупроводника и даже заходящим в область соств. поглощения.

Э. газов (свечение газового разряда) используется в газоразрядных трубках Э. тв. тв. применяется для индикаторных устройств (электролюминесцентные, знаковые индикаторы, мнемосхемы, преобразователи изображений и т.д.).

Применяемые в настоящее время системы с предбройной Э. изготавливаются гл. обр. на основе ZnS. Они подвержены деградации (постепенному снижению яркости во время работы) вследствие ионных процессов под действием сильного электрич. поля. Значительно более стойки системы на основе GaN, но технология их изготовления ещё недостаточно разработана. Разрабатываются также системы на основе органич. соединений с двойными связями.

Лит.: Прикладная электролюминесценция, М., 1974; Верещагин И. К., Электролюминесценция кристаллов, М., 1974; Верещагин Ю. Н., Деградационные процессы в электролюминесценции твердых тел, Л., 1983. М. В. Фок.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ—возникновение электрич. поля, электрич. тока или электрич. поляризации при изменении во времени магн. поля или при движении материальных сред в магн. поле. Различают два типа эффектов Э. н. Один из них состоит в наведении вихревого электрич. поля $E(r, t)$ немг. магн. полем $B(r, t)$:

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{или}$$

$$\delta \mathcal{E} = \oint_l E dl = -\frac{1}{c} \int_S \dot{B} dS = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (1)$$

где S —поверхность, ограниченная фиксир. контуром l , Φ —магн. поток через S (направления нормалн к S и обхода по контуру l связаны правилом правого винта). Соответствия (1) являются строгими ур-ниями классн. электродинамики (см. Максвелла уравнения) и универсально применимы как к свободному пространству (электродинамич. вакууму), так и к произвольным средам и системам (неподвижным и движущимся).

В простейших случаях замкнутых неподвижных квазистационарных электрич. цепей, выполненных из достаточно тонких проводов, циркуляция электрич. поля δ в (1) может приближенно трактоваться как *электродвижущая сила* \mathcal{E} Э. и в «проводящем контуре» $\mathcal{E}_{\text{инд}}^{(1)}$, если контурный интеграл в (1) слабо зависит от выбора пути интегрирования внутри проводника. Эдс Э. и определяется через работу электрич. поля над током в ед. времени (P):

$$P = \mathcal{E}_{\text{инд}}^{(1)} \cdot I = \oint_V E \cdot j dV; I = \int_S j \cdot dS_n. \quad (2)$$

Здесь $j(r, t)$ —плотность тока в проводнике, I —электрич. ток, к-рый в квазистационарном приближении считается одинаковым для всех нормальных сечений S_n проводящего контура. В тех случаях, когда зависимость E и j от координат поперечного сечения проводника можно пренебречь, выражение (2) преобразуется к виду (1) подстановкой: $j = I/S_n$; $dV = S_n dl$; $dl = Idl$. Такая ситуация обычно имеет место при внешней Э. и, когда поток Φ можно считать сторонним, независимым от наводимых в контуре токов j , создаваемых, напр., достаточно удаленными источниками. Напротив, при самондукции, когда эдс в цепи наводится магн. полем, создаваемым немг. током в той же цепи, магн. поле всегда существенно изменяется от точки к точке нормального сечения провода. В этом случае, а также для более точных расчётов эдс внешней Э. и производят усреднение в (2) по линиям тока в проводе: $\mathcal{E}_{\text{инд}}^{(1)} = -(1/c) \partial \langle \Phi \rangle / \partial t$, где $\langle \Phi \rangle$ —магн. поток через поверхность S_n , ограниченную линией тока l_n , $\langle \dots \rangle$ —знак усреднения. Поток $\Phi = \langle \Phi \rangle$ наз. сцепленным с контуром магн. нотоком.

Др. тип эффектов Э. и связан с движением материальных сред (проводников, изоляторов, тв. тел, жидкостей, газов, плазмы) в стационарном магн. поле $B(r)$. На заряд. частицы в движущихся телах действует магнитная Лоренца сила $F^m = (e/c) [vB]$ (v —скорость носителя заряда), приводящая к разблещению зарядов противоположных знаков, к генерации электрич. токов в проводниках, к поляризации диэлектриков. Индуцируемые электрич. поля при этом потенциальны ($\text{rot } E = -(1/c) \partial B / \partial t = 0$). Усредненные по физически малому объёму силы F^m имеют плотность $f^m = (1/c) [jB]$ и совершают механич. работу с мощностью

$$P_{\text{мех}} = \frac{1}{c} \int_V [jB] u dV, \quad (3)$$

где $u = \langle v \rangle$ —ср. скорость носителей заряда. Эдс Э. и $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ определяется из соотношения

$$P_{\text{мех}} + \mathcal{E}_{\text{инд}}^{(2)} \cdot I = 0, \quad (4)$$

к-рое следует из равенства нулю суммарной работы сил Лоренца ($F^m \cdot v$). Как видно из (4), при Э. и (2-го типа) происходит преобразование механич. энергии в электромагнитную, если $\mathcal{E}_{\text{инд}}^{(2)} \cdot I > 0$ (как это имеет место в динамомашине) или, наоборот, электромагнитной—в механическую, если $\mathcal{E}_{\text{инд}}^{(2)} \cdot I < 0$ (в электродвигателях).

Для электрич. цепей, состоящих из тонких проводников, можно (так же, как это делалось выше) перейти от интегрирования по объёму в (3) к интегрированию вдоль некоторого контура внутри провода:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}}^{(2)} = \frac{1}{c} \oint_l [uB] dl. \quad (5)$$

В тв. телах с электронной или дырочной проводимостью поперечная (κdl и B) составляющая скорости u определяется локальным значением скорости контура $u_k(r, t)$ ($u_1 = u_k$), что позволяет объединить эдс $\mathcal{E}_{\text{инд}}^{(1)}$ и $\mathcal{E}_{\text{инд}}^{(2)}$:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}}(t) = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = \oint_l \left(E + \frac{1}{c} [u_k B] \right) dl. \quad (6)$$

Это соотношение носит название закона Фарадея. В отличие от (1) выражение (6) справедливо только в квазистационарном приближении. Полная производная по времени от магн. потока Φ учитывает его изменения, связанные как с изменением поля B во времени, так и с движением (деформацией) проводящего контура.

Для проводников с иррозвольным механизмом проводимости (электродитов, плазмы, тв. тел со смешанной электронно-дырочной проводимостью) закон Фарадея в общем случае неприменим, т. к. движение проводника не определяет однозначно поперечную скорость носителей заряда u . В таких средах противоположные заряды могут рождаться нарами (ионизация, диссоциация, квантовые переходы из заполненной зоны в свободную) и аннигилируются (рекомбинация, обратные квантовые переходы). Могут возникать также вихревые конвективные движения пар заряд. Всё это может приводить к относительно поперечному движению зарядов в проводнике. Так, напр., на рис. 1 проводящая перемычка A движется со скоростью U_A вдоль проводов, помещённых в однородное постоянное магн. поле B_0 . Если перемычкой является металлическая шина, то в цепи водится $\delta_{\text{ш}}$, в соответствии с (6). Если же цепь замыкается волной ионизации воздуха, создаваемой, напр., движущимся источником γ -излучения (R) или дуговым разрядом, то $\delta_{\text{ш}}$ в цепи не возникает,

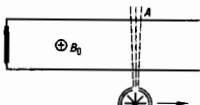


Рис. 1.

т. к. проводимость влажного столба обеспечивают электрон-ионные пары, рождающиеся в среднем с нулевой нач. скоростью и через нек-рое время рекомбинирующие. Наоборот, если неподвижный разряд продувать струей воздуха перпендикулярно магн. полю, эдс \mathcal{E} и будет водиться [в соответствии с (5), хотя $d\Phi/dt=0$]. Эдс \mathcal{E} и будет возникать и в том случае, если разряд неподвижен и нет стороннего продува, но в цепь включена дополнительная эдс, создающая сторонний ток. Такой разряд будет всасывать со всех сторон окружающей воздух и выбрасывать его в виде струи в сторону действия силы Ампера.

Др. ограничения применимости закона Фарадея (6) возникают в распределённых проводящих средах и коммутирующих устройствах со скользящими контактами, переключателами, коллекторами и т. н., т. е. в системах, геометрия к-рых не определяет однозначно структуру индукционных токов. Рис. 2 иллюстрирует т. н. парадокс Гернига. Пост. магн. поток Φ_0 , сосредоточенный внутри соленоида C , иррозвывает проводящий контур γ в его нач. положении a . Контур с помощью скользящих контактов $1, 2$ и проводящего кольца M переводится в положение b , в к-ром поток через контур $\Phi_2=0$. Магн. поток через γ меняется за конечное время, контур всё время остаётся замкнутым, однако эдс не возникает, стрелка вольтметра (V) не отклоняется ($\delta\Phi^{(1)}=0$, т. к. $\delta B/\delta t=0$; $\delta\Phi^{(2)}=0$, т. к. $B=0$ в областях, где $u \neq 0$).

Э. и. приводит к поляризации движущихся в магн. поле диэлектриков. Вектор поляризации



Рис. 2.

где ϵ — диэлектрич. проницаемость, $B(r, t)$ — локальная скорость среды. Неоднородность $u(r)$, $B(r)$ или $\epsilon(r)$ приводит к появлению объёмного индуир. заряда с плотностью

$$P^e(r, t) = \frac{\epsilon - 1}{4\pi c} [uB], \quad (7)$$

где ϵ — диэлектрич. проницаемость, $B(r, t)$ — локальная скорость среды. Неоднородность $u(r)$, $B(r)$ или $\epsilon(r)$ приводит к появлению объёмного индуир. заряда с плотностью

$\rho^e = -\text{div } P^e$, на границе диэлектрика с вакуумом наводит-ся поверхностный заряд

$$\sigma^e = \frac{\epsilon - 1}{4\pi c} [n [uB]],$$

где n — внешняя цилиндрич. нормаль к поверхности.

Явление Э. и. открыто М. Фарадеом (M. Faraday) в 1831 и независимо Дж. Генри (J. Henry) в 1832. Э. Х. Ленц в 1833 установил универсальное правило для определений знака эдс Э. и. В 1845 Ф. Нейман (F. Neumann) дал математич. формулировку закона Фарадея (6). Универсальная общность отвлечённого от свойств конкретных материальных сред соотношения (1), к-рое иногда тоже наз. законом Фарадея, была понята Дж. К. Максвеллом в 1864. Им же предсказан дональный эффект к Э. и. эффект — наведение магн. поля переменным электрическим. Открытие Э. и. и магнитолитерич. индукции привело к формированию представления о едином материальном *электромагнитном поле* (тензорном), компонентами к-рого являются напряжения элетрич. и магн. полэй.

Э. и. чрезвычайно широко реализуется в природе и применяется в тсхике. На эффектах Э. и. базируется устройство электромоторов и генсраторов тока разного типа, трансформаторов, измерит. приборов, индукционных нагревателей, ускорителей элементарных частиц, источников плазмы в термоядерных реакторах, эл.-магн. движителей, магн. подвесок и т. д.

Эффекты Э. и. в распределённых системах порождают такие явления, как Фуко токи, упиолярная индукция, гидромагнитное динамо, вмороженность магнитного поля в проводящую жидкость, магн. вязкость, неустойчивость плазменных шнуров. Э. и. лежит в основе механизма распространения эл.-магн. волн.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Джексон Дж. Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Сивухин Д. В., Общияя физика, 2 изд., т. 3. Электривчество, М., 1983.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитов.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ (ЭМАП) — превращение части энергии эл.-магн. волн на границе проводника на энергию упругих колебаний той же или кратных частот, меньших дебаевской частоты (см. Дебая теория). Характеристиками ЭМАП служат амплитуда возбуждаемого ультразвука и η эффективность иррозобразования η , определяемая отношением потоков энергии в упругой и эл.-магн. волнах. Обычно $\eta \sim 10^{-8} - 10^{-12}$, причём наиб. интенсивная генерация ультразвука происходит в присутствии пост. магн. поля H_0 . В случае генерации продольного ультразвука вектор H_0 направляют вдоль границы проводника (рис. 1, а), а в случае генерации поперечного ультразвука (см. Уругие волны) — по нормали к ней (рис. 1, б). Эл.-магн. поле создается катушками индуктивности, расположенными вблизи поверхности (при работе на высоких частотах образец помещают в объёмный резонатор). Преобразователем эл.-магн. и упругой энергий в задачах ЭМАП выступает собственно иррозповерхностный слой проводника. Формируя разл. конфигурации H_0 и эл.-магн. полэй у поверхности проводника (рис. 2), можно возбуждать в нём не только объёмные уругие волны, распространяющиеся под любым углом к поверхности, но и разл. типы *поверхностных акустических волн*.

Наиб. широко используются два метода экскрим. исследования ЭМАП. Первый из них заключается в генерации эл.-магн. полем короткого УЗ-импульса, к-рый, отражаясь от противоположных граней образца, создаёт последовательность затухающих эхо-сигналов. Регистрация этих сигналов осуществляется либо той же катушкой индуктивности за счёт эффекта обратного ЭМАП, либо *пьезоэлектрическими преобразователями* или *магнитострикционными преобразователями*. Второй метод предполагает исследование резонансных особенностей поверхности импеданса Z при установлении стоячих упругих волн в образцах «правильной» формы — пластинах, стержнях и т. д.

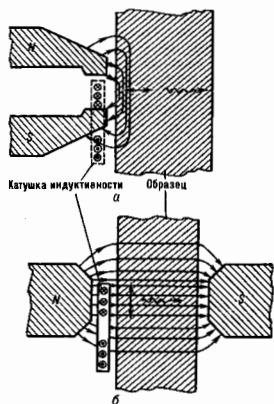


Рис. 1. Схема стандартного расположения источников полей относительно границы металла в случае возбуждения продольного (а) и поперечного (б) ультразвука. Волнистыми стрелками обозначены направления распространения упругих волн, дуэторными — колебания частиц в волне, N и S — полюсы постоянного магнита.

Основной теоретич. исследование ЭМАП служит связанная система у-рич теории упругости и у-рич Максвелла (в магнетиках она дополняется *Ландау — Лифшица уравнением*), описывающая возбуждение, взаимодействие и распространение в проводящих средах эл.-магн., акустич. и спиновых колебаний. В нормальном металле плотность силы, возбуждающей акустич. колебания, можно представить в виде суммы индукционного f^i , деформационного f^d и стюарт-толменовского f^s слагаемых, в магнетиках она дополняется силами магнитоупругой природы f^m (см. *Магнитоупругость*).

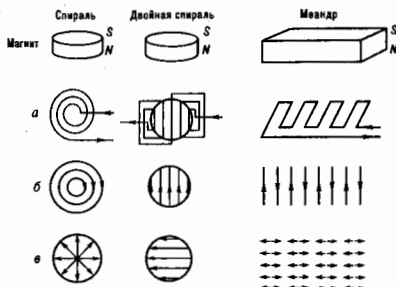


Рис. 2. Некоторые типы катушек индуктивности (а), распределения переменного тока в скин-слое (б) и вызываемые индукционным механизмом поля упругих смещений (в).

Под действием эл.-магн. волны в металле наводится ток j , сосредоточенный у его поверхности (см. *Скин-эффект*). Взаимодействие этого тока с постоянным магн. полем приводит к появлению силы

$$f^i = [jH_0]_c,$$

действующей на электроны и передающейся через столкновения решётке. Амплитуда возбуждаемого ультразвука при этом пропорциональна H_0 , напряжённости магн. поля H эл.-магн. волны и обратно пропорциональна скорости ультразвука, плотности проводника ρ и частоте; кроме того, она зависит от соотношения глубины скин-слоя

и длины упругой волны. Поляризация поперечного ультразвука, возбуждаемого f^i , совпадает с направлением H .

В чистых металлах при низких темп-рах энергию, приобретённую от эл.-магн. волны, электроны передают решётке на расстояниях порядка длины свободного пробега, к-рая может существенно превышать толщину скин-слоя. Прямое воздействие элктрич. поля E эл.-магн. волны на решётку в скин-слое оказывается при этом несомпенсированным, результатом чего является возникновение силового диполя

$$f^d = -ne(E - j\sigma_0),$$

где n — концентрация электронов, σ_0 — статич. проводимость. Поляризация поперечного ультразвука, возбуждаемого f^d , совпадает с направлением E . Деформационная сила, проявляется при нелокальной связи между плотностью наведённого в проводнике тока и E за счёт пространственной дисперсии проводимости ($\sigma \neq \sigma_0$). Частным случаем деформационного взаимодействия служит поверхностный механизм, обусловленный диффузным рассеянием электронов на границе проводника. Поле H_0 , локализуя электроны проводимости в пределах ларморовского радиуса, уменьшает эффективность деформационного механизма ЭМАП и изменяет направление поляризации возбуждаемого поперечного ультразвука.

Сила Стюарта — Толмена

$$f^s = -(m/e) dj/dt,$$

где m — масса свободного электрона, возникает из-за того, что электроны под действием эл.-магн. волны движутся относительно кристаллич. решётки, к-рая колеблется и представляет тем самым инерциальную систему.

Эффективность генерации ультразвука за счёт индукционного механизма в условиях тонкого по сравнению с длиной упругой волны скин-слоя,

$$\eta = (s/c) H_0^2 / 4\pi s^2,$$

определяется отношением скорости звука s к скорости света c и отношением плотности энергии магн. поля к модулю упругости металла. Эффективности ЭМАП за счёт деформационного и стюарт-толменовского механизмов, как правило, существенно ниже эффективности ЭМАП в случае индукционного механизма.

В магнитоупорядоченных средах наряду с индукционным взаимодействием, модифицированным наличием магн. подсистемы, проявляются механизмы ЭМАП, объясняемые изотропной и анизотропной магнитоупругостью γ . Все процессы, обуславливающие *намагничивание* вещества, сказываются и в ЭМАП, в частности, возбуждение ультразвука происходит за счёт смещения доменных границ и за счёт вращения намагниченности в доменах. Эффективность магнитоупругого механизма ЭМАП в проводящем изотропном магнетике

$$\eta = (c/s)^3 (\omega/\sigma)^2 (\gamma\chi M/\mu)^2 / 4\pi s^2,$$

где M — намагниченность, μ — магн. проницаемость, χ — магн. восприимчивость. Магнитоупругий механизм ЭМАП наиб. эффективен в области перехода металла из парамагнитного в ферромагн. состояние. Пик генерации в этой области обязан резкому изменению с темп-рой M , μ и χ в точке Кюри. Зависимость ЭМАП от магн. поля в ферромагн. состоянии проводника, как правило, существенно немонотонна. В слабых магн. полях доминирует магнитоупругий механизм, эффективность к-рого достигает максимума в области изменения наклона кривой намагничивания. В сильных магн. полях основ. роль играет индукционный механизм, что приводит к линейной зависимости амплитуды генерации от H_0 (рис. 3).

ЭМАП используется для изучения связей между электронной, спиновой и упругой подсистемами проводников, а также для измерения скорости и затухания акустич. волн в твёрдых телах. Достоинство этого метода — возможность проведения бесконтактных измерений и ультразвукового неразрушающего контроля в широком интервале частот и темп-р. Генерация ультразвука

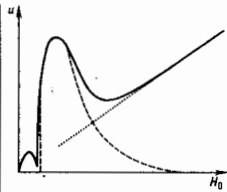


Рис. 3. Зависимость амплитуды генерации поверхностной ультразвуковой волны в поликристалле железа от H_0 . В слабых полях доминирует магнитоупругий механизм ЭМАП (спирховая линия), наличие двух пиков связано с обращением в нуль магнитоэрикции при некотором значении поля. В сильных полях преобладает индукционный механизм (пунктир).

эл.-магн. волнами наблюдается в металлах и полупроводниках, а сверхпроводниках и магнитоупругочечных средах. Для изучения упругих свойств диэлектриков этим методом на их поверхность наносит тонкий проводящий слой («искусственный» скин-слой). На основе ЭМАП созданы скоростной контроль одностипных металлч. изделий, толщинметрия горячего проката, контроль отделки непроводящих покрытий и сварных соединений.

Лит.: Конторович В. М., Глузюк А. М., Преобразование звуковых и электромагнитных волн на границе проводника в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 1195; Кайанов М. И., Фикс В. Б., Возбуждение звука током в металлических пленках, «ФММ», 1965, т. 19, с. 489; Dobbs E. R., Electromagnetic generation of ultrasonic waves, «Phys. Acoustics. Principles and Methods», 1973, v. 10, p. 127; Frost H. M., Electromagneticultrasound transducers: principles, practice and applications, ibid., 1979, v. 14, p. 179; Бучельников В. Д., Васильев А. Н., Электромагнитное возбуждение ультразвука в ферромагнетиках, «УФН», 1992, т. 162, № 3, с. 89.

А. Н. Васильев.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — одно из фундамент. взаимодействий элементарных частиц (наряду с гравитационным, слабым и сильным), характеризующее участие в нём эл.-магн. поля.

«Сила» Э. в. элементарных частиц определяется их электрич. зарядом, к-рый кратен элементарному электрич. заряду $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ едлинн заряда СГСЭ (абс. величина заряда электрона).

Вследствие равенства нулю массы фотона Э. в. является дальнедействующим (см. *Взаимодействие*), в частности сила притяжения между заряж. покоящимися частицами изменяется с расстоянием как $1/r^2$ (*Кулона закон*).

С помощью Э. в. осуществляется взаимодействие положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов в атомах и молекулах. Тем самым Э. в. определяет (на основе законов квантовой механики) возможность устойчивого состояния таких микроскопич. систем. Размеры их существ. образом определяются величиной электрич. заряда электрона (так, *Бора радиус* равен $\hbar^2/m_e e^2$, где m_e — масса электрона). Эл.-магн. природу имеют фотоэффект, явления ионизации и возбуждения атомов среды быстро движущимися заряж. частицами, процессы расщепления ядер фотонами, реакции фоторождения мезонов, радиационные (с испусканием фотонов) распады элементарных частиц и возбуждённых состояний ядер, упругое и неупругое рассеяние электронов и мюонов на ядерных мишенях и т. п.

В силу дальнедействия Э. в. может заметно проявляться и на макроскопич. уровне. К Э. в. фактически сводится большинство наблюдаемых физ. сил: силы упругости в твёрдых телах, силы трения, силы поверхностного натяжения в жидкостях и др. Свойства разл. агрегатных состояний вещества, хим. превращения веществ также определяются Э. в. Это взаимодействие лежит в основе всех наблюдаемых макрофизических электрич., магн. и оптич. явлений. Разл. проявления Э. в. широко используются в элетротехнике, радиотехнике, электронике.

Эл.-магн. явления, в к-рых участвуют слабые, медленно меняющиеся эл.-магн. поля, определяются законами классич. электродинамики, описываемыми *Максвелла уравнениями*. Для сильных или быстро меняющихся полей гл. роль играют квантовые явления. Кванты эл.-магн. поля —

фотоны — подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*, вследствие чего в одном и том же состоянии может находиться любое число фотонов. Это обуславливает возможность описания Э. в. с участием большого числа фотонов в рамках классич. физики. Большое число фотонов и создаёт явление *электромагнитное поле*.

Как фундаментальное, Э. в. проявляется на малых расстояниях (обычно порядка или меньше атомных), где существенны квантовые эффекты. При этом описание взаимодействия между фотонами и заряж. лептонами дается *уряниями квантовой электродинамики*. При описании Э. в. адронов и ядер необходимо учитывать также *сильное взаимодействие*.

Интенсивность (или эфф. сечение) эл.-магн. процессов в микромир определяется безразмерным параметром $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, наз. *тонкой структурой постоянной*. Среди др. типов взаимодействий элементарных частиц Э. в. занимает промежуточное положение как по «силе», так и по числу законов сохранения, к-рые выполняются при Э. в. Так, характерные времена распадов элементарных частиц и возбуждённых состояний ядер ($10^{-12} - 10^{-20}$ с) значительно превосходят «ядерные» времена (10^{-23} с) и много меньше времён распадов, обусловленных *слабым взаимодействием* ($10^2 - 10^{13}$ с). При Э. в., в отличие от слабого взаимодействия, сохраняются пространственная чётность (*P-чётность*), *зарядовая чётность, странность, очарование, красота*. С хорошей степенью точности установлено, что Э. в. инвариантно по отношению к *обращению времени*. Во же время при Э. в. адронное нарушаются присущие сильному взаимодействию законы сохранения *изотопического спина* и *Z-чётности*, при этом изотопич. спин адронов может измениться при испускании или поглощении фотона лишь на ± 1 или 0.

Законы сохранения и свойства фотонов в значит. степени определяют специфич. черты Э. в. Так, вследствие того что спин фотона равен 1, появляются определ. *отбора правила* в процессах испускания фотонов (напр., запрещены переходы с испусканием одного фотона между состояниями системы, имеющими нулевой момент кол-ва движения). Сохранение зарядовой чётности приводит к тому, что система с положительной зарядовой чётностью С может распадаться только на чётное число фотонов, а с отрицательной — на нечётное. Напр., парапозитроний (см. *Позитроний*) ($C = +1$) распадается на два фотона, а ортопозитроний ($C = -1$) — на три фотона.

Из-за малости α вероятности эл.-магн. процессов малы по сравнению с вероятностями аналогичных процессов, протекающих за счёт сильного взаимодействия. Напр., сечение рассеяния фотонов с энергией 1 ГэВ на протоне составляет ок. 10^{-26} см², что примерно в 10^4 раз меньше сечения рассеяния мюонов на протоне при соответствующей полной энергии в системе центра масс (с. д. м.).

При матем. описании Э. в. эл.-магн. поле в пространственно-временной точке x характеризуется 4-потенциалом $A_\mu(x) = (0, \mathbf{A})$, $\mu = 0, 1, 2, 3$; $A = \varphi(x)$, где φ — скалярный потенциал, \mathbf{A} — векторный потенциал. Лагранжиан взаимодействия \mathcal{L} поля с зарядом записывается в виде скалярного произведения:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{c} \sum_{\mu=0}^3 j_\mu A_\mu = -\rho\varphi + \frac{1}{c} \mathbf{j} \cdot \mathbf{A},$$

где $j_\mu(x)$ — 4-вектор плотности электрич. тока: $j = (c\rho, \mathbf{j})$, ρ — плотность заряда, \mathbf{j} — плотность электрич. тока. В квантовой физике j_μ и A_μ становятся операторами, при этом ток, образованный движущимися заряж. частицами со спином 1/2 (напр., электронами), описывается выражением $j_\mu(x) = e\psi(x)\gamma_\mu\psi(x)$. Здесь $\psi(x)$ — оператор уничтожения исходного электрона, $\psi(x)$ — оператор рождения электрона в конечном (после взаимодействия с фотоном) состоянии, γ_μ — матрица Дирака. Аналогичные выражения имеют место и для др. фермионов со спином 1/2. Матрицы введены для того, чтобы из операторов ψ и $\bar{\psi}$, к-рые являются четырёхмерными спинорами относительно преобразований Лоренца, сконструировать 4-вектор —

ромагнитный ток j_μ ; тогда произведение $j_\mu A_\mu$ будет скаляром, т. е. L -инвариантом.)

На основании выражения для \mathcal{L} с использованием аппарата матрицы рассеяния (S -матрицы) рассчитывают сечения эл.-магн. процессов, вероятности радио. распадов и др. характеристики частиц.

При т. н. калибровочных преобразованиях

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)} \psi(x),$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{c\hbar}{2\pi} \frac{\partial \alpha}{\partial x_\mu},$$

где $\chi(x)$ — произвольная ф-ция x , лагранжиан и наблюдаемые физ. величины остаются неизменными. Это свойство получило назв. калибровочной инвариантности. Обобщение представления о калибровочной инвариантности на др. типы взаимодействий привело, в частности, к созданию единой теории слабых и эл.-магн. взаимодействий (см. Электрослабое взаимодействие).

Квантовая электродинамика, развитая для описания атомных явлений с участием электронов, оказалась справедливой и для расстояний, значительно меньших, чем атомные (на начало 1990-х гг. вплоть до 10^{-16} см). Ее предсказания с высокой степенью точности согласуются со всеми эксперим. данными. Так, расхождение измеренной величины магн. момента электрона с теоретич. значением не превышает $10^{-9}\%$.

Э. в. мюонов и тау-лептонов оказались полностью аналогичными Э. в. электронов, хотя масса мюона примерно в 200, а τ -лептона — в 3600 раз больше, чем у электрона. Все отличие явлений с участием e^+ , μ^+ , τ^+ обусловлено лишь разницей масс этих частиц. Происхождение различия в массах указанных частиц пока остается не понятным.

В эл.-магн. процессах с участием адронов и ядер (фото-рождении мезонов, рассеянии электронов и мюонов на протонах и ядрах, фоторасщеплении ядер, аннигиляции пар e^+e^- в адроны и др.) важную роль играет сильное взаимодействие. Так, возбужденные состояния адронов — резонансы могут возбуждаться фотонами и ярко проявляются, напр., в полных сечениях процесса поглощения фотонов протонами с образованием адронов (рис. 1). Эл.-магн.

свойства и эл.-магн. структура адронов (магн. моменты, распределения зарядов) обусловлены сложным кварковым строением этих частиц (см. Кварковые модели). Напр., среднеквадратичный радиус, характеризующий распределение заряда в протоне ($0,8 \cdot 10^{-13}$ см), задается ср. расстоянием между кварками в протоне и по существу связан с радиусом конфайнмента ($\approx 10^{-13}$ см).

Малые размеры адронов и ядер ($R \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ см) определяют плавную угл. зависимость дифференц. сечений взаимодействия с ними фотонов небольших энергий ($\epsilon_e < \hbar c/R$): соответствующая этим энергиям длина волны λ эл.-магн. поля превышает размеры адронной системы и взаимодействие происходит за счет испускания или поглощения фотонов преим. низких мультипольностей (см. Мультипольное излучение).

При энергиях ϵ_e выше 2 ГэВ угл. и энергетич. зависимости характеристик (сечений, поляризий и др.) фотонных процессов и процессов взаимодействия между адронами схожи: дифференц. сечения характеризуются направленно-стью вперед, полное сечение $\sigma(\gamma p)$ слабо зависит от энергии (рис. 1), а при $\epsilon_e > 50$ ГэВ медленно возрастает с увеличением энергии, что характерно для полных сечений взаимодействий адронов. Это сходство легко в основу векторной доминантности модели, согласно к-рой фотон взаимодействует с адронами, превратительно перейдя в адронное состояние — векторные мезоны ρ^0 , ω и др. (имеющие такие же квантовые числа, как и фотон, за исключением массы). Возможность такого перехода ярко иллюстрируется резонансной зависимостью от энергии сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+ + K^-$, обусловленного превращением пары e^+e^- в виртуальный фотон, а последнего — в векторный ρ -мезон с последующим его распадом на пару K -мезонов (рис. 2). Эксперимент показал удовлетворит. применимость модели векторной доминантности для описания т. н. мягких эл.-магн. явлений, к-рые характеризуются малыми передаваемыми адронной системе импульсами (< 1 ГэВ/с). В простейшем приближении сечение адронного поглощения фотонов на ядре с числом нуклонов A должно быть равно сумме сечений поглощения фотонов отд. нуклонами $\sigma(\gamma A) = A \sigma(\gamma p)$ [$\sigma(\gamma p) \approx \sigma(\gamma n)$] (пунктирная кривая на рис. 3). Наблюдаемая более слабая зависи-

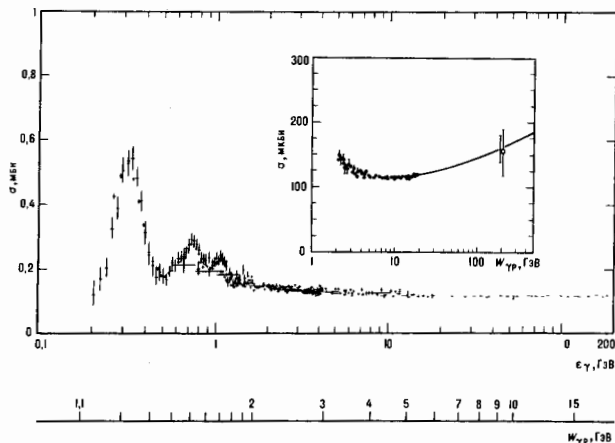


Рис. 1. Зависимость полного сечения поглощения фотона протоном $\sigma(\gamma p)$ от энергии фотона в лабораторной системе ϵ , (верхняя шкала) и суммарной энергии фотона и протона в системе центра масс $W_{\gamma p}$ (нижняя шкала). См. также врезку.

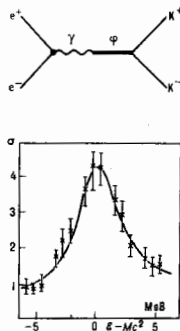


Рис. 2. Зависимость сечения σ процесса $e^+e^- \rightarrow K^+ + K^-$ (в произвольных единицах) от разности $\delta = M - Mc^2$, где δ — полная энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс, M — масса ρ -мезона. Вверх соответствующая диаграмма Фейнмана.

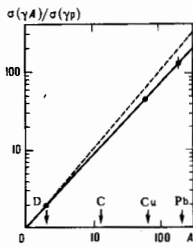


Рис. 3. Отношение $R = \sigma(\gamma A) / \sigma(ep)$ полных сечений адронного поглощения фотонов e^+e^- в ядрах и на протонах в зависимости от числа A нуклонов в ядре.

мость от A (сплошная кривая на рис. 3) обусловлена возможностью превращения фотона, напр., в ρ^0 -мезон, к-рый сильно поглощается нуклонами ядра, что приводит к «затенению» внутр. нуклонов при прохождении фотонов через ядро.

Э. в. адронов и ядер представляет собой мощный инструмент для изучения их строения. Так, наиболее полные сведения о размерах ядер, о распределении в них зарядов получены при измерении сечений упругого рассеяния электронов на ядрах. То же справедливо и в отношении нуклонов.

Решающую роль в изучении структуры нуклонов сыграли эксперименты по рассеянию на них электронов большой энергии, выполненные в кон. 1960-х гг. Оказалось, что дифференц. сечение упругого рассеяния значительно отличается от сечения рассеяния на точечной частице и сильно падает по сравнению с последним при увеличении $|q^2|$ (где q — переданный электроном 4-импульс; рис. 4). Это

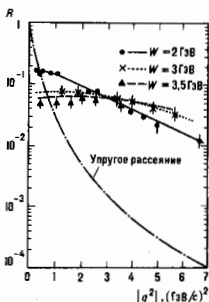


Рис. 4. Зависимость отношения $R = \sigma(e^+ + p \rightarrow e^+ + p + \text{адроны}) / \sigma(ep)$ от квадрата переданного электроном 4-импульса $|q^2|$ для угла рассеяния электронов $\theta = 10^\circ$ и для различных значений полной энергии W адронов конечного состояния в системе центра масс (σ_m — дифференциальное сечение рассеяния электронов на точечной частице). Ослабление зависимости R от $|q^2|$ при увеличении W указывает на постепенный переход к точечноподобному характеру глубоко неупругого рассеяния электронов на протоне. Штрихованная кривая демонстрирует кардинально иное поведение R для упругого рассеяния электронов на протоне, в котором последний выступает как целое.

доказывает, что нуклон — протяженный объект. Напротив, сечение глубоко неупругого процесса рассеяния, $e^+ + p \rightarrow e^+ + \text{адроны}$, в к-ром адронам передаются большие импульсы (> 1 ГэВ/с) и энергии ($> 2 - 3$ ГэВ), ведёт себя так же, как и сечение рассеяния на точечной частице. Последнее обстоятельство привело к формулировке т. н. партонной модели адронов, согласно к-рой адроны состоят из частей — партонов, проявляющих себя при взаимодействии с фотонами как бесструктурные (точечные) частицы.

По совр. представлениям, партоны есть не что иное, как кварки и глюоны. В применении к Э. в. адронов кварковая модель даёт хорошо согласующиеся с экспериментом предсказания не только для магн. моментов частиц, но и для вероятностей радиац. распадов адронов, для сечений упругого и глубоко неупругого рассеяния электронов. При Э. в. фотон взаимодействует с входящими в состав адронов кварками. При этом в жёстких процессах полученные в результате взаимодействия большую энергию кварки и испускаемые ими глюоны образуют струи адронные.

Анализ Э. в. (и, в частности, обусловленных им процессов аннигиляции электронов и позитронов высоких энергий с последующим рождением пары кварков) сыграл огромную роль в изучении свойств кварков (в особенности тяжёлых s - и b -кварков). В первую очередь это касается образования связанных состояний тяжёлых кварков: ψ - и Υ -частиц, а в дальнейшем также изучения свойств соответствующих очарованных и прелестных D - и B -мезонов. Соответствующие исследования существенно продвинули в целом наше понимание кварковой структуры материи. В кон. 1980-х гг. в процессах e^+e^- -аннигиляции была получена обширная информация о свойствах нромезонного Z^0 -бозона, позволяющая проверить осн. положения теории электрослабого взаимодействия. Изучение Э. в. элементарных частиц при всё возрастающих энергиях, несомненно, и в дальнейшем будет играть существ. роль в понимании природы этих объектов.

Лит.: Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Вайнберг С. Свет как фундаментальная частица, [пер. с англ.], «УФН», 1976, т. 120, в. 4, с. 677; Фрауэнфельдер Г., Хевли Э., Субатомное физика, пер. с англ., М., 1979. А. А. Комар, А. И. Лебедев.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — см. в ст. Излучение.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ — физ. поле, взаимодействующее с электрически заряж. частицами вещества, а также с частицами, имеющими собственные дипольные и мультипольные электрич. и магн. моменты.

Концепция поля для описания электрич. и магн. явлений [неронач. в форме потенциалов — С. Пуассон (S. Poisson), 1811, 1823] сложилась как альтернатива теории дальнего действия. Термин «Э. п.» стал применять М. Фарадей (M. Faraday), понимая его как реальный физ. объект, распределённый в пространстве. Дж. Максвелл (J. Maxwell) определил Э. п. как совокупность взаимосвязанных векторов полей и установил законы, к-рым они подчиняются (см. Максвелла уравнения). Однако до А. Эйнштейна (A. Einstein) (1904) Э. п. продолжали трактовать как возмущение гипотезы среды «светоногого эфира». Эйнштейн окончательно придал Э. п. значение самостоятельной распределённой в вакууме субстанции, обладающей собственной массой и импульсом. Он же ввёл понятие о кванте Э. п.

Существуют две концепции Э. п.: классическая и квантовая. Макроскопическое (классическое) Э. п. рассматривается как непрерывное силовое поле, обладающее распределённой энергией, массой, импульсом, моментом импульса (см. Электродинамика). В квантовой физике Э. п. интерпретируют как «газ» элементарных частиц — фотонов, а распределённые векторные величины, подчиняющиеся ур-ниям поля, описывают комплексную амплитуду вероятности обнаружения фотона в данный момент времени в данной области пространства с данным поляризац. состоянием (см. Квантовая электродинамика). Согласованность этих двух противоположных, на первый взгляд, концепций объясняется тем, что фотоны имеют целый спин и подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, т. е. способны образовывать конденсат — занимать одно и то же квантовомеханическое состояние. Конденсат большого числа фотонов определяет свойства классич. Э. п.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

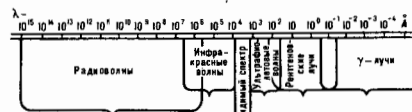
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ — электромагнитные колебания, распространяющиеся в пространстве с конечной скоростью. Существование Э. в. было предсказано М. Фарадеем (M. Faraday) в 1832. Дж. Максвелл (J. Maxwell) в 1865 теоретически показал, что эл.-магн. колебания распространяются в вакууме со скоростью света. В 1888 Максвелловская теория Э. в. получила подтверждение в опытах Г. Герца (H. Hertz), что сыграло решающую роль для её утверждения.

Теория Максвелла позволила установить, что радиоволны, свет, рентг. излучение и гамма-излучение представляют собой Э. в. с разл. длиной волны λ (табл.), причём

Спектр электромагнитных волн

Частота ν , Гц	Длина волны λ , м	Название диапазона	Источники. Основные методы возбуждения
10^3	$3 \cdot 10^5$	Радиоволны	Переменные токи в проводниках и электрических потоках (генераторы радиочастот, генераторы СВЧ)
10^{12}	$30 \cdot 10^{-4}$		
$3,75 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{-7}$	ИК-излучение	Излучение молекул и атомов при тепловых и электрических воздействиях
$7,5 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{-7}$	Видимый свет	Излучение атомов при воздействиях ускоренных электронов
$3 \cdot 10^{17}$	10^{-9}		
$3 \cdot 10^{20}$	10^{-12}	Рентген, γ -излучение	Атомные процессы при воздействиях ускоренных заряженных частиц
10^{23}	$3 \cdot 10^{-15}$	γ -излучение	Ядерные процессы, радиоактивный распад, космические процессы

между соседними диапазонами шкалы Э. в. нет резких границ (рис.).



Особенности Э. в., законы их возбуждения и распространения описываются *Максвелла уравнениями*. Если в какой-то области пространства существуют электрич. заряды e и токи I , то изменение их со временем t приводит к излучению Э. в. На характер распространения Э. в. существенно влияет среда, в к-рой они распространяются. Э. в. могут испытывать преломление, в реальных средах имеет место *дисперсия волн*, вблизи неоднородностей наблюдаются *дифракция волн*, *интерференция волн*, *полное внутреннее отражение* и др. явления, свойственные волнам любой природы. Пространств. распределение эл.-магн. полей, временные зависимости $E(t)$ и $H(t)$, определяющие тип волн (плоские, сферические и др.), вид поляризации и др. особенности Э. в., задаются, с одной стороны, характером источника излучения, с другой — свойствами среды, в к-рой они распространяются. В случае однородной и изотропной среды вдали от зарядов и токов, создающих эл.-магн. поле, ур-ния Максвелла приводят к *волновым уравнениям*:

$$\nabla^2 E = \frac{e \rho \partial^2 E}{\partial t^2}; \nabla^2 H = \frac{c \mu \partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (1)$$

описывающим, в частности, распространение плоских монохроматич. Э. в.:

$$E = E_0 \cos(kr - \omega t + \varphi), \quad (2)$$

$$H = H_0 \cos(kr - \omega t + \varphi).$$

Здесь ϵ — диэлектрич., μ — магн. проницаемости среды, E_0 и H_0 — амплитуды колебаний электрич. и магн. полей, $\omega = 2\pi \nu$ — круговая частота этих колебаний, φ — произвольный сдвиг фазы, k — волновой вектор, r — радиус-вектор точки, ∇^2 — оператор Лапласа, $E \perp H \perp k$, $H_0 = \sqrt{\epsilon/\mu} E_0$.

Если среда неоднородна или содержит поверхности, или в к-рых изменяются её электрич. либо магн. свойства, или эл. в пространстве имеются проводники, то тип возбуж-

даемых и распространяющихся Э. в. может существенно отличаться от плоской линейно поляризованной волны. Э. в. могут распространяться вдоль направляющих поверхностей (поверхностные волны), в передающих линиях, в полостях, образованных хорошо проводящими стенками (см. *Волновод металлический. Световод*), в квазиоптич. линиях (см. *Квазиоптика*).

Характер изменения во времени E и H определяется законами изменения тока $I(t)$ и зарядов $e(t)$, возбуждающих Э. в. Однако форма волны в общем случае не следует $I(t)$ или $e(t)$. Она в точности повторяет форму тока только в случае линейной среды, если $I = I_0 \sin \omega t$. Т. к. волны любой формы можно представить в виде суммы гармонич. составляющих, то для линейных сред, для к-рых справедливы принцип суперпозиции, все законы излучения, распространения и поглощения Э. в. произвольной формы сводятся к решению задач для гармонич. Э. в.

В изотропном пространстве скорость распространения гармонич. Э. н., т. е. *фазовая скорость* $v = c/\sqrt{\epsilon}$. При наличии дисперсии скорость переноса энергии (*групповая скорость*) может отличаться от v . Плотность потока энергии, переносимой Э. в., определяется *Пойнтинга вектором* $S = (c/4\pi)[EH]$. Т. к. в изотропной среде векторы E , H и k образуют правовинтовую систему, то S совпадает с направлением распространения Э. в. В анизотропной среде (в т. ч. вблизи проводящих поверхностей) S может не совпадать с направлением распространения Э. в.

Простейшим излучателем Э. в. является электрич. диполь — отрезок проводника длиной $l \ll \lambda$, по к-рому протекает ток $i = i_0 \sin \omega t$. На расстоянии от диполя $r \gg \lambda$ образуется волновая зона (зона излучения), где распространяются сферич. волны (см. *Антенна*).

Создание мощных источников радиоволн во всех диапазонах, а также появление квантовых генераторов, в частности *лазеров*, позволили достичь напряженностей электрич. поля в Э. в., существенно изменяющих свойства сред, в к-рых происходит их распространение. Это привело к развитию нелинейной теории Э. в. При распространении Э. в. в нелинейной среде (ϵ и μ зависят от E и H) её форма изменяется. Если дисперсия мала, то по мере распространения Э. в. они обогащаются высшими гармониками и их форма постепенно искажается (см. *Нелинейная оптика*). Напр., после прохождения синусоидальной Э. в. характерного пути (величина к-рого определяется степенью нелинейности среды) может сформироваться *ударная волна*, характеризующаяся резким изменением E и H (разрывами) с их последующим плавным возвращением к первонач. величинам. Большинство нелинейных сред, в к-рых Э. в. распространяются без сильного поглощения, обладает значит. дисперсией, препятствующей образованию ударных Э. в. Поэтому образование ударных волн возможно лишь в диапазоне λ от неск. см до длинных волн. При наличии дисперсии в нелинейной среде возникающие высшие гармоники распространяются с разл. скоростью и существ. искажения формы исходной волны не происходит. Образование интенсивных гармоник и взаимодействие их с исходной волной может иметь место лишь при специально подобранных законах дисперсии.

Э. в. разл. диапазонов λ характеризуются разл. способами возбуждения и регистрации. Они по-разному взаимодействуют с веществом. Процессы излучения и поглощения Э. в. от самых длинных волн до ИК-излучения достаточно полно описываются соотношениями электродинамики. На более высоких частотах доминируют процессы, имеющие существование квантовую природу, а в оптич. диапазоне и тем более в диапазоне рентг. и γ -лучей излучение и поглощение Э. в. могут быть описаны только на основе представлений о дискретности этих процессов. Во мн. случаях эл.-магн. излучение ведёт себя не как набор монохроматич. Э. в. с частотой ω и волновым вектором k , а как поток квазичастиц — фотонов с энергией $h\nu$ и импульсом $p = h\nu/c$. Волновые свойства проявляются, напр., в явлениях дифракции и интерференции, корпускулярныс — в *фотоэффekte* и *Комптона эффекте*.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландсберг Г. С., Оптика, 3 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982. В. В. Мисюлин.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — взаимосвязанные колебания электрич. (E) и магн. (H) полей, составляющих единое эл.-магн. поле. Распространение Э. к. происходит в виде эл.-магн. волн. Э. к. представляют собой дискретную совокупность фотонов, и только при очень большом числе фотонов их можно рассматривать как непрерывный процесс.

Различают вынужденные Э. к., поддерживаемые внеш. источниками, и собственные колебания, существующие и без них. В неогранич. пространстве, а также в ограниченных системах с потерями энергии (диссипативных) возможны совств. Э. к. с непрерывным спектром частот. Пространственно ограниченные консервативные (без потерь энергии) системы имеют дискретный спектр совств. частот, причём каждой частоте соответствует один или неск. независимых типов колебаний (мод). Напр., между двумя отражающими плоскостями в вакууме, отстоящими друг от друга на расстояние l , возможны только синусоидальные Э. к. с круговыми частотами $\omega_n = n\pi c/l$, где n — целое число. Совств. колебания имеют вид синусоидальных стоячих волн, в k -рых колебания векторов E и H сдвинуты во времени на $T/4$ ($T = 2\pi/\omega$ — период колебаний), а пространственные распределения их амплитуд смещены на $\lambda/4$ ($\lambda = cT$ — длина волны), так что максимумы (пучности) E совпадают с нулями ($узлами$) H , и наоборот. В таких Э. к. энергия в среднем не переносится в пространстве, но внутри каждого четвертьволнового участка между узлами полей происходит независимая от др. участков периодич. перекачка электрич. энергии в магнитную и обратно.

Представление Э. к. в виде суперпозиции мод с дискретным или непрерывным спектром допустимо для любой сложной системы проводников и диэлектриков, если поля, токи, заряды в них связаны между собой линейными соотношениями. В квазистационарных системах, размеры k -рых $\ll \lambda$, области, где преобладают эл.чрч. или магн. поля, могут быть пространств. разделены и сосредоточены в отд. элементах: E — в ёмкостях C , H — в индуктивностях L . Типичный пример системы с сосредоточенными параметрами — колебл. контур, где происходит колебания зарядов на обкладках конденсаторов и токов в катушках самондукции. Э. к. в огранич. консервативных системах с распределёнными параметрами C и L имеют дискретный спектр совств. частот.

В средах эл.-магн. поле взаимодействует с заряж. частицами (электронами, ионами), создавая индуцир. токи. Токи проводимости обуславливают потери энергии и затухание Э. к.; токи, связанные с поляризацией и намагниченностью среды, определяют значения её диэлектрич. и магн. проницаемостей, а также скорость распространения в ней эл.-магн. волн и спектр совств. частот Э. к. Если индуцир. ток зависит от E и H нелинейно, то период, форма и др. характеристики Э. к. зависят от их амплитуд, при этом принцип суперпозиции недействителен и может происходить перекачка энергии Э. к. от одних частот к другим (см. *Нелинейная оптика*). На этом основаны принципы работы большинства генераторов, усилителей и преобразовательных частоты Э. к.

Возбуждение Э. к. в устройствах с сосредоточенными параметрами, как правило, осуществляется путём прямого подключения к ним генераторов, в ВЧ-устройствах с распределёнными параметрами — при помощи элементов связи (антеннаторов, петель связи, рамок, отверстий и др.), а в оптич. устройствах — применением линз, призм, отражающих полупрозрачных зеркал и т. д.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984.

М. А. Миллер, Л. А. Остроуский.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ТОК в квантовой теории поля — ток, описывающий рождение эл.-магн. полем пары частица — античастица (или её аннигиляцию) либо по-

глошение и рождение (в тот же момент времени) заряж. частицы (напр., при описании процессов рассеяния). В принятой терминологии Э. т. является нейтральным векторным током заряж. частиц. Для электрона, напр., он имеет вид $j^\mu(x) = e\psi(x)\gamma_\mu\psi(x)$, $\mu = 0, 1, 2, 3$. где $\psi(x)$ содержит операторы уничтожения электрона и рождения позитрона, а $\bar{\psi}(x)$ — операторы уничтожения позитрона и рождения электрона в пространственно-временной точке x (см. *Дирака поле*), γ_μ — Дирака матрицы.

Важнейшее свойство Э. т. — его сохранение, т. е. $\partial_j j^\mu(x) = 0$ ($\partial_j = \partial/\partial x_j$), являющееся следствием *ка.инвариантной инвариантности* электродинамики.

В нерелятивистском пределе нулевая компонента Э. т. ($\mu = 0$) превращается в плотность заряда $\rho(r, t)$, а три пространств. компоненты — в плотность электрич. тока $j(r, t)$.

А. В. Ефремов.

ЭЛЕКТРОН (e^-) — первая из открытых элементарных частиц, носитель отрицат. элементарного заряда $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ К (4.8 $\cdot 10^{-20}$ единиц СГСЭ). Э. — самая лёгкая из всех заряж. элементарных частиц. Его масса $m_e \approx 9.1 \cdot 10^{-28}$ г в 1836 раз меньше массы протона. Спин Э. равен $1/2$ (в единицах \hbar), и следовательно, Э. подчиняются Ферми — Дирака статистике. Магнитный момент Э. $\mu_e \approx e\hbar/(2mc) = \mu_B$ (μ_B — магнетон Бора). В пределах точности эксперимента Э. — стабильная частица. Его время жизни $\tau > 2 \cdot 10^{22}$ лет.

Э. были открыты в 1897 Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson), показавшим, что т. п. катодные лучи, возникающие при электрич. разряде в разреженных газах, представляют собой поток отрицательно заряженных частиц. Опытами по отклонению этих частиц в эл.чрч. и магн. полях было установлено, что уд. заряд e/m для них примерно в 1837 раз больше, чем для ионов водорода. За частицами было закреплено назв. «электроны», предложенное ранее в 1891 Дж. Стоном (G. Stoney) для обозначения элементарного заряда одновалентных ионов. Значение заряда Э. (близкое к современному) было получено Р. Милликеном (R. Millikan) в серии опытов 1910—14.

Э. играют важнейшую роль в строении окружающего нас вещества, образуя электронные оболочки атомов всех хим. элементов. Типичные размеры электронных оболочек атомов, определяемые квантовой спецификой поведения электронов в поле ядра, задаются в осн. значениями массы и заряда Э. и по порядку величины близки к т. н. боровскому радиусу $\hbar^2/m_e e^2 = 5 \cdot 10^{-9}$ см.

Характер размещения Э. в атомных оболочках и заполнения ими энергетич. уровней в веществе, мере связан с наличием у них спина $1/2$ и, следовательно, с действием Паули принципа, запрещающего нахождение двух электронов в одинаковом квантовом состоянии. Это ведёт к периодич. повторению свойств хим. элементов, открытому Д. И. Менделеевым (см. *Периодическая система элементов*). С наличием спина у Э. связаны, в частности, такие нетривиальные свойства ряда твёрдых тел, как ферромагнетизм, обуславливаемый выстраиванием спинов и связанный с ними магн. моментов у электронов соседних атомов, и сверхпроводимость, в основе k -рой лежит возможность образования в металлах при низких темп-рах слабо связанных пар Э. с противоположно ориентированными спинами (куперовские пары, см. *Купера эффект*).

Как элементарная частица Э. принадлежит к классу лептонов, т. е. обладает только эл.-магн. и слабым взаимодействием (и, естественно, гравитационным). Описание электромагнитного взаимодействия Э. дается квантовой электродинамикой (КЭД). В 1929 в рамках КЭД был произведен первый расчёт сечения электродинамич. процесса комптоновского рассеяния γ -квантов на Э. (см. *Кlein — Nishina формула*): $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$, k -рый дал прекрасное согласие с экспериментом. Важным элементом формализма КЭД явилось вторично-квантованное Дирака уравнение для Э. со спином $1/2$. Из него следовало существование частицы с массой, равной массе Э., но с противоположным знаком заряда (античастица Э.). Такая частица e^+ , назван-

ия позитроном, была обнаружена в 1932 в составе космич. лучей, что явилось блестящим подтверждением всей схемы КЭД.

За годы, прошедшие после открытия позитрона, аппарат КЭД был усовершенствован введением техники *перенормировки*, позволившей учитывать в теории более высокие порядки, и предсказания КЭД подверглись сравнению с экспериментом со всё возрастающей точностью. Во всех случаях расхождений обнаружено не было. В частности, с рекордной точностью были рассчитаны и измерены т. н. *Лэмбовский сдвиг* уровней в атоме водорода и магн. момент Э. С учётом высших поправок теории магн. момент Э. $\mu_e = 1,00116$ μ_B .

Один из важных выводов, вытекающих из проверок КЭД, связан с размерами Э. КЭД предполагает Э. точечны. Ни в одном эффекте расхождения с этим допущением обнаружено не было. Физически это означает, что размеры Э. меньше 10^{-16} см. Наилучшая точность проверки была достигнута в чисто электродинамич. процессе $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$.

Слабое взаимодействие Э. при энергиях, меньших 100 ГэВ в системе центра масс, описывается фермиологич. четырёхфермионной теорией; при энергиях, больших 100 ГэВ в системе центра масс, — теорией *электрослабого взаимодействия*. Характерные примеры слабого взаимодействия с участием Э.:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$

$$p \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e.$$

При рассмотрении слабого взаимодействия Э. следует приписать дополнительную сохраняющуюся величину — *электронное лептонное число*. Такое же лептонное число имеет электронное нейтрино ν_e . В рамках точности совр. эксперимента электронное лептонное число сохраняется. Это означает, что допустим, напр., процесс $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, но невозможен процесс $e^- + p \rightarrow n + \bar{\nu}_e$ или процесс $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$. Природа сохранения электронного лептонного числа пока не понята и является предметом дальнейших исследований. Наиб. вероятно, что указанный закон сохранения не является строгим, но характер и степень его нарушения предстоит ещё выяснить. Возможно, это прольёт новый свет на свойства Э.

ЭЛЕКТРОНВОЛЬТ (эВ, eV) — внесистемная единица энергии. Применяется чаще всего для измерения энергии в физике микромира. 1 эВ — энергия, к-рую приобретает электрон при прохождении разности потенциала в 1 В. 1 эВ = $1,60219 \cdot 10^{-19}$ Дж = $1,60219 \cdot 10^{-12}$ эрг. 1 эВ на одну частицу соответствует 23,0 ккал/моль. Значению $kT = 1$ эВ соответствует $T = 11600$ К. Часто в эВ выражают массу микрочастиц на основе установленного А. Эйнштейном (A. Einstein) соотношения $E = mc^2$ между массой m и энергией E . 1 атомная единица массы = 931,49432(28) МэВ.

ЭЛЕКТРОН-ИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — в твёрдых телах (металлах и полупроводниках) взаимодействие между подвижными внешними (валентными) электронами и ионами (ионными остовами), расположенными в узлах кристаллической решётки. Осн. вклад в Э.-и. в. даёт притягивающий потенциал кулоновского типа, к-рый в значит. мере компенсируется за счёт отталкивающего потенциала электронов внутр. оболочек (остовных электронов). Поэтому Э.-и. в. принято описывать с помощью т. п. *псевдопотенциала* α в разл. видах, существенно более *сглаженных* и *слабых* по сравнению с исходным потенциалом Э.-и. в. Параметры псевдопотенциала обычно выбираются с помощью подгоночной процедуры, опирающейся на эксперим. данные и учитывающей конкретную структуру твёрдого тела, в т. ч. положение и тип атома в элементарной ячейке. Построение псевдопотенциала неоднозначно, т. к. оно обусловлено лишь дополнительными «кинематическим» втробанием ортогонализации волновых ф-ций веш. и внутр. электронов; это условие фактически приводит к нек-рому эфф. «динамическому» вкладу в исходный потенциал, существенно ослабляющему последний.

При решении ур-ния Шрёдингера с использованием псевдопотенциала для расчёта энергий и волновых ф-ций веш. электронов в одиоэлектронном приближении (в рамках приближений слабой или сильной связи, см. *Зонная теория*) применима *возмущенной теория*; при этом кристаллич. решётка считается неподвижной (т. н. приближение статической решётки). Учёт тепловых колебаний ионов вблизи положений равновесия в узлах кристаллич. решётки благодаря Э.-и. в. приводит к *электрон-фононному взаимодействию* (об Э.-и. в. в атомах, молекулах и плазме см. в ст. *Атам, Молекула, Плазма*, а также *Ремондировские состояния*).

Лит.: Займан Дж. Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., 2 изд. М., 1974; Хейне В., Козм М., Уэйр Д., Теория невалентности, пер. с англ., М., 1973; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Бродяга И. Б., Чулкин С. М., Электроны и фононы в металлах, 2 изд., М., 1990; Анималду А., Квантовая теория кристаллических твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981; Кацинелсон А. А., Введение в физику твёрдого тела, М., 1984.

Ю. Г. Рылов.

ЭЛЕКТРОННАЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МАШИНА, см. в ст. ЭВМ.

ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ ОПТИКА — раздел физики, в к-ром изучают законы распространения пучков заряж. частиц — электронов и ионов — в макроосич. магн. и электрич. полях и вопросы их фокусировки, отклонения и формирования изображений. Развитие электронной оптики (ЭО) началось с изучения катодных лучей, при помощи к-рых было получено тсное изображение объекта, свидетельствованное, что характер их распространения подобен распространению световых лучей в *геометрической оптике*. Смещение изображения под действием магн. поля показало, что катодные лучи представляют собой поток заряж. частиц [У. Крукс (W. Crookes), 1879]. Опыты по отклонению заряж. частиц совмещённым электрич. и магн. полями привели к открытию электрона (Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson), 1897). Одним из первых электронно-лучевых приборов стала осциллографич. электронно-лучевая трубка (ЭЛТ) [К. Ф. Браун (K. F. Braun), 1897]. В ходе совершенствования ЭЛТ была осуществлена фокусировка электронного пучка магн. полем катушки с током [И. Е. Вихерт (I. E. Vichert), 1899]. Теоретич. и эксперим. исследования движения электронов в осесимметричном магн. поле катушки с током показали, что она пригодна для формирования электронно-оптич. изображений и, следовательно, является *электронной линзой* [Х. Буп (H. Busch), 1926]. Создание панцирных линз, магнитопроводы к-рых концентрируют поле катушки, а также электростатич. линз и др. устройств открыло путь к созданию *электронных микроскопов, электронно-оптических преобразователей*, технологий, электронно-лучевых установок и др. Конструирование спец. ЭЛТ для телевизионной и радиолокац. аппаратур, для записи, хранения и воспроизведения информации и т. п. привело к дальнейшему развитию разделов ЭО, связанных с управлением пучками заряж. частиц. Ионная оптика (ИО) стала развиваться в связи с разработкой *масс-спектрометров*, фокусирующих систем для *ускорителей заряженных частиц*, технологич. установок *ионного травления* и *иэмтисков, ионных микроскопов* и др. устройств.

По аналогии со световой оптикой Э. и и. о. делится на геометрическую и волновую. В геометрической Э. и и. о. предполагается, что длина волны электронов и ионов мала и не влияет на их траектории. В волновой оптике изучают вопросы, учитывающие дифракцию электронов и ионов, такие как разрешающая способность электронных микроскопов, формирование электронных и ионных зондов предельно малых размеров и т. п. В рамках геом. Э. и и. о. пучок состоит из семейства траекторий заряж. частиц, в световой геом. оптике рассматривают пучок световых лучей. Однако между световой оптикой и Э. и и. о. существует более глубокая аналогия, на к-рую впервые указал У. Гамильтон (W. R. Hamilton, 1827).

Законы геом. световой оптики являются следствием фундаментального *Ферма принципа* (P. Fermat, 1660), согласно

х-рому световые лучи распространяются между двумя точками a_1 и a_2 по такому пути s , на прохождение x -рого затрачивается наименьшее время t . Более строго принцип Ферма формулируется как вариационная проблема

$$\delta \int_{a_1}^{a_2} n ds = 0,$$

означающая, что длина optical. пути, по x -рому распространяется свет, экстремальна.

Наименьшего действия принцип Маupertуа (Maupertuis, 1740) в механике, описывающий движение материальных тел в силовых полях, столь же универсален в ЭО и ИО, как принцип Ферма в световой. Он формулируется следующим образом:

$$\delta \int_{a_1}^{a_2} p ds = 0, \quad (1)$$

где a_1 и a_2 — начальная и конечная точки искомой траектории заряд. частицы, а p — обобщенный импульс, приобретенный ею в электрич. и магн. полях. Для определенности речь далее пойдет об электронах, хотя все приведенные ниже соотношения справедливы и для ионных пучков при замене заряда и массы электрона на соответствующие параметры ионов. Обобщенный импульс электронов

$$p = m_e v - e A_0,$$

где v , e и m_e — скорость, заряд и масса движущихся электронов соответственно, A — векторный потенциал магн. поля, e_0 — единичный вектор, касательный к траектории. В выражении (1) p имеет смысл показателя преломления среды. Чтобы сделать его безразмерным, как n в оптике, обобщенный импульс отнесет к начальному импульсу p_0 приобретенному электронами после предварт. ускорения. Из (1) получаем выражение, аналогичное принципу Ферма:

$$\delta \int_{a_1}^{a_2} (p/p_0) ds = \delta \int_{a_1}^{a_2} n ds = 0. \quad (2)$$

Электронно-оптич. показатель преломления $n \equiv p/p_0$ в электрич. поле зависит только от координат, и такая среда для распространения электронных пучков изотропна. При наличии магн. поля (совместно с электрическим или без него) среда анизотропна, т. к. в этом случае n зависит ещё и от направления движения электронов, тогда

$$n = \frac{1}{p_0} \left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - e A_0 \right), \quad (3)$$

где m_0 — масса покоя электрона. Абсолютная величина скорости электрона зависит от потенциала поля ϕ и её находят с помощью соотношения

$$m_0 c^2 (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = e\phi + m_0 c^2. \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует:

$$n = \frac{\sqrt{2em_0}}{p_0} (\sqrt{\phi(1+\epsilon\phi)} - \gamma A_0), \quad (5)$$

где $\gamma = \sqrt{e/2m_0}$, $\epsilon = e/2m_0 c^2$ — релятивистская поправка.

На принципе наименьшего действия (2) построены все осн. соотношения ЭО и ИО, включая и расчёт aberrаций методом *уэйконала*. Таким же фундаментальным соотношением для ЭО и ИО следует считать и ур-ние Лоренца, с помощью x -рого, рассматривая траектории заряд. частиц (в данном случае электронов), можно вывести те же соотношения, включая и расчёт aberrаций:

$$\frac{d}{dt}(mv) = -e(E + [vB]); \quad (6)$$

здесь $E = -\text{grad } \phi$ — вектор напряженности электрич. поля, а $B = \text{rot } A$ — вектор индукции магн. поля. Базовые соотношения (2) и (6) следуют одно из другого. Так, для вывода (6) из (2) нужно выражение (3) преобразовать так, чтобы

явно входящие в него время t стало независимой переменной; используем для этого соотношения

$$v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2, \quad A_0 ds = A v dt, \quad m v = m v^2 \frac{dt}{ds}$$

(точки над x, y, z означают производные по t). Подставляя преобразованный показатель преломления (3) в (2), получаем:

$$\delta \int_{a_1}^{a_2} \frac{1}{p_0} \left[m \sqrt{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) + e\phi - e(xA_x + yA_y + zA_z) \right] dt = \delta \int L dt = 0, \quad (7)$$

где A_x, A_y, A_z — проекции векторного потенциала A на координатные оси. Полынтегральное выражение в (7), обозначенное символом L , есть ф-ция Лагранжа, удовлетворяющая ур-ниям Эйлера:

$$\frac{\partial L}{\partial x} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = 0, \quad \frac{\partial L}{\partial y} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{y}} = 0, \quad \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{z}} = 0. \quad (8)$$

Подставляя её в (8) и объединяя три ур-ния в одно векторное, получим ур-ние Лоренца (6). Расчет траекторий с его помощью можно рассматривать как решение чисто механич. задачи движения массы под действием приложенных к ней сил. Решение той же задачи вариационным методом предпочтительнее, если упрощаются расчёты. Так, напр., для вычисления луча (траектории) в электрич. и магн. полях достаточно использовать (5) и, полагая $ds = dz \sqrt{1+(x')^2+(y')^2}$, сформулировать вариационную задачу:

$$\delta \int_{z_1}^{z_2} \left[\sqrt{\phi(1+\epsilon\phi)(1+(x')^2+(y')^2)} - \gamma(x'A_x + y'A_y + A_z) \right] dz = \delta \int L dz = 0;$$

здесь штрихи означают производные по z . Затем с помощью ур-ний Эйлера (8), в x -рых t заменяется на z , можно получить искомые ур-ния луча:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{\sqrt{\phi(1+\epsilon\phi)}}{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}} x' - \gamma A_x \right) = \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}}{2\sqrt{\phi(1+\epsilon\phi)}} (1+2\epsilon\phi) - \gamma \left(x' \frac{\partial A_x}{\partial x} + y' \frac{\partial A_y}{\partial x} + \frac{\partial A_z}{\partial x} \right), \quad (9)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{\sqrt{\phi(1+\epsilon\phi)}}{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}} y' - \gamma A_y \right) = \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}}{2\sqrt{\phi(1+\epsilon\phi)}} (1+2\epsilon\phi) - \gamma \left(x' \frac{\partial A_x}{\partial y} + y' \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial y} \right).$$

Дальнейший расчёт возможен, если известно распределение электрич. и магн. полей. При заданных крайних условиях поля вычисляются с помощью ур-ния Лапласа или с помощью ур-ния Пуассона при учёте влияния пространственного заряда. Аналитич. решение найдено лишь в некоторых простейших случаях. Поэтому для аппроксимации изначально измеренных полей предложено ряд функций. Однако большинство задач решается численными методами с помощью ЭВМ. Широко используются методы сеток с прямоугольными (метод конечных разностей) и с треугольными (метод конечных элементов) ячейками. В обоих случаях вычисляют потенциалы при помощи сетки, наложенной на рассматриваемую область поля, включая границы, и формул, связывающих потенциал текущей точ-

ки расчёта с потенциалами соседних узлов сетки. Применяют также метод граничных элементов, в k -ром рассчитываются распределения плотности зарядов на электродах системы с заданными потенциалами и с их помощью определяется распределение потенциалов в области прохождения траекторий электронов.

В анализе траекторий труднее всего поддаются расчёту электронно-оптик. свойства трёхмерных полей без k -л. симметрии. Но в Э. и и. о. используются гл. обр. осесимметричные системы, устройства с плоской симметрией или с неск. плоскостями симметрии, что упрощает потребности приборостроения. Для расчёта траекторий электронов в осесимметричной линзе можно использовать ур-ния луча (9). Они нелинейны, а из этого следует, что конечный пучок с конечным углом раскрытия, исходящий из внеосевой точки плоскости предметов, не даст точечного изображения. Близкое к точечному соответствие между плоскостями предметов и изображений может быть достигнуто лишь с помощью параксимальных пучков, имеющих небольшие углы раскрытия и исходящих из малой приосевой области плоскости предметов. Искажения изображения, вызванные конечными величинами углов и расстояний от оси, рассматриваются в теории aberrаций.

Ур-ния траекторий (9) в осесимметричном поле упрощаются. В частности, при осевой симметрии существует только азимутальная составляющая векторного потенциала $A_\theta(r, z)$, k -рая, как и потенциал $\phi(r, z)$, не зависит от азимутального угла θ . Условие параксимальности пучков позволяет сделать доп. упр-нения, используя, например, только первые члены разложения ϕ и A_θ в степенные ряды:

$$\phi(r, z) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{(v!)^2} \Phi^{(2v)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2v};$$

$$A_\theta(r, z) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{v!} B^{(2v)}(z) \left(\frac{r}{2}\right)^{2v+1};$$

здесь $\Phi^{(2v)}(z)$ — распределение электр. потенциалов на оси симметрии z , $B^{(2v)}(z)$ — распределение магн. индукции на той же оси. После упрощений ур-ния параксимальных траекторий без релятивистской поправки ($\epsilon=1$) приобретают следующий вид:

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi} x) + \frac{1}{4} (\Phi' + \gamma^2 B^2) x = 0,$$

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi} y) + \frac{1}{4} (\Phi' + \gamma^2 B^2) y = 0. \quad (10)$$

Вследствие влияния магн. поля азимутальный угол θ радиальной плоскости, в k -рой перемещается электрон, изменяется, и его траектория закручивается вокруг оси z . Угол поворота плоскости

$$\theta(z) = \frac{\gamma}{2} \int_{z_0}^z \frac{B(z)}{\sqrt{\Phi}} dz.$$

Ур-ния (10) получены в системе координат, вращающейся вместе с радиальной плоскостью. Совместив одну из координатных осей с начальным положением вращающейся плоскости и обозначив расстояние от точек траектории до оси z через $\sigma(z)$, получим ур-ния траектории в этой плоскости:

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} (\sqrt{\Phi} \sigma) + \frac{1}{4} (\Phi' + \gamma^2 B^2) \sigma = 0.$$

С помощью двух его частных решений, одно из k -рых $w(z)$ ни обращается в нуль ни в плоскости предмета ($z=z_0$), ни в плоскости изображения ($z=z_1$), а другое, $u(z)$, в обоих случаях равно нулю, можно вычислять линейное M и угловое α увеличения:

$$M = \frac{w(z_1)}{w(z_0)}, \quad \alpha = \frac{u'(z_1)}{u'(z_0)}.$$

а также найти соотношение, существующее между ними:

$$\alpha M = \sqrt{\Phi_0/\Phi_1}. \quad (11)$$

в k -ром Φ_0 и Φ_1 — потенциалы в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно.

Соотношение (11) аналогично соотношению между линейным и угловым увеличениями линзы в световой оптике (теорема Гельмгольца), однако оно имеет более общий характер, т. к. электронно-оптик. среда неоднородна и анизотропа.

Применение параксимальных пучков в линзах снижает точность несоответствия между плоскостями предмета и изображения, но не устраняет его. Пучок, исходящий из точки предмета, пройдя электронную линзу, образует не сопряжённую точку изображения, а некую фигуру рассеяния вокруг всевозможных aberrаций. В электростатич. линзах их пять: сферическая кома, астигматизм, кривизна поля изображения и дисторсия. В магн. линзах к ним добавляются анизотропные кома, астигматизм и дисторсия. Структура пучков и aberrационных фигур аналогична световым. Фигуры рассеяния образуют все aberrации, кроме дисторсии, k -рая искажает масштаб изображения. Все aberrации, кроме сферической, при неограниченном уменьшении отображаемого предметного участка уменьшаются до нуля. Поэтому в электронных микроскопах, в k -рых отображаемый предметный участок достаточно мал, на разрешающую способность влияет только сферическая aberrация объективной линзы. Структура пучка и образование кружка сферической aberrации показаны на рис. 1. Изображённый ход лучей (траекторий) иллюстрирует значит. возрастание преломляющей силы магн. поля $B(z)$ линзы от её центра к периферии, вследствие чего периферийные лучи, формирующие изображение, пересекают оптич. ось ближе к линзе, чем предметные. В гауссовой плоскости образуется не точка, а кружок рассеяния, радиус k -рого

$$\delta = MC_0 \alpha_0^3,$$

где α_0 — апертурный угол объектива, C_0 — коэф. сферич. aberrации, M — увеличение. При снижении α_0 радиус кружка δ быстро уменьшается, однако таким способом достигнуть сколь угодно малого кружка рассеяния не позволяют дифракц. явления.

Размер кружка рассеяния увеличивает также хроматическая aberrация, возникающая вследствие разброса электронов по энергиям. Он неизбежен, т. к. все электронные и ионные источники эмитируют электроны с ноны с разной начальной кинетич. энергией. Источники питания ускорит. систем увеличивают этот разброс. В результате часть электронов, обладающая меньшей энергией, фокусируется перед плоскостью изображения, а др. часть, с большей энергией, — за ней. В плоскости изображения образуется кружок рассеяния — отверстия хроматическая aberrация. Кроме неё существуют ещё две хроматические aberrации — увеличения и поворота (последняя — только в магн. линзах). Первая вызвана различием увеличений изображения, а вторая — различием углов поворота изображения, формируемого электронными разн. энергий. Обе aberrации малы в приосевой области и исчезают на оси, поэтому на разрешающую способность влияет только отверстие хроматическая aberrация.

Поскольку разрешающая способность электронного микроскопа зависит не только от aberrаций объективной линзы, но и от длины волны электронов λ , корректное определение этого параметра возможно только на основе законов волновой оптики. Методом фуры-преобразований наблюдаемый в микроскопе объект представляется набором структурных составляющих с разл. пространственными частотами R , действующими на амплитуду и фазу проходящих сквозь него волн. Обычно амплитудная компонента реальных объектов мала. Поэтому ниже рассмотрим только фазовые объекты. Волны, дифрагирующие на структурных фуры-компонентах, отклоняются на разл. углы и поэтому проходят через разл. зоны объектива, в k -рых происходит сдвиг фаз, зависящий от радиуса зоны. Изображённые на рис. 1 лучи совпадают с направлением волновых векторов дифрагирующих волн (сами волны — не показаны), причём $\theta = R\lambda$ — углы дифракции этих волн. В отсутствие aberrаций линза преобразует

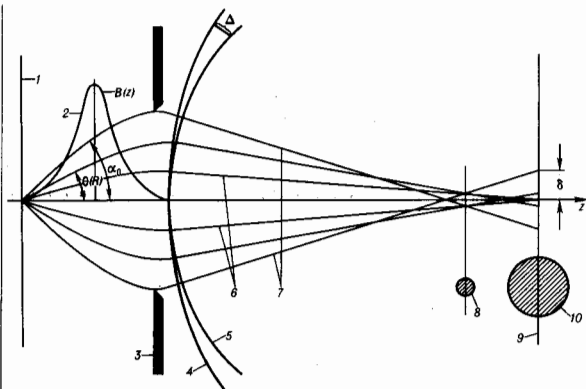


Рис. 1. Формирование структуры электронного пучка, фигур рассеяния и волнового фронта в магнитной линзе со сферической aberrацией: 1—плоскость предмета; 2—распределение индукции $B(z)$ магнитного поля линзы вдоль оси z ; 3—апертурная диафрагма; 4—волновой фронт при отсутствии сферической aberrации (сферическая поверхность); 5—реальный волновой фронт (искажен сферической aberrацией); 6—принципальные лучи; 7—периферийные лучи; 8—наименьший кружок рассеяния, радиус которого равен $B/4$; 9—гауссова плоскость изображения; 10—кружок рассеяния в гауссовой плоскости изображения, радиус которого равен $\delta = MC_0 \alpha_0^3$.

фронт падающей волны в сферич. поверхность 4. Сферич. aberrация и дефокусировка объектива Δf вызывают дополнит. сдвиги фаз, искажающие волновой фронт. Таким образом, реальный волновой фронт 5 не совпадает со сферич. поверхностью 4 и между ними существует разность хода Δ , возрастающая с увеличением радиуса зоны. В результате возникают сдвиги фаз между дифрагированными волнами и иулевой волной (не претерпевшей дифракцию):

$$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \left(C_0 \theta^4 - \frac{\Delta f \theta^2}{2} \right); \theta = R\lambda.$$

В плоскости изображения дифрагированные волны интерферируют с иулевой волной. Контраст отобразённых фигур-компонент зависит от фаз дифрагированных волн, а частотно-контрастная характеристика фазового объекта $W(R)$, выражающая зависимость контраста структурной составляющей от пространственной частоты, записывается след. образом:

$$W(R) = -2 \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(C_0 \frac{R^4 \lambda^4}{4} - \Delta f \frac{R^2 \lambda^2}{2} \right). \quad (12)$$

Её график представлен на рис. 2 (штриховая кривая). Ф-ция (12) выведена без учёта хроматической aberrации, в предположении освещения объекта когерентным пучком. Реальная частотно-контрастная характеристика, полученная с учётом хроматической aberrации и некогерентности освещающего объект пучка, представлена на рис. 2 сплошной линией. Это—затухающая при высоких пространственных частотах кривая, огибающие к-рой, изображённые штрих-пунктирной линией, с ростом R приближаются к оси абсцисс. Она получена для оптимальной дефокусировки Δf , при к-рой предельная частота R_0 максимально сдвинута в сторону высоких частот при отсутствии глубоких провалов на промежуточных частотах. На рис. 2 видно, что структурные фурье-компоненты с пространств. частотами $< R_0$ передаются на изображении с контрастом

одного знака. Знак контраста фурье-компоненты с частотами $> R_0$ начинают быстро меняться, и соответствующие этим частотам структуры передаются в искажённом виде. Предельная разрешающая способность равна наименьшему периоду d структурных фурье-компонент, передаваемых без искажений: $d = 1/R_0$. Апертурная диафрагма 3 (рис. 1), установленная в объективе, отсекает волны, несущие искажённую информацию об объекте.

Аберрации магн. линз меньше, чем электростатических, поэтому, напр., в электронных микроскопах используются магн. линзы. Однако в ИО электростатич. линзы незаменимы, т. к. их оптическая сила по отношению к ионам такая же, как и к электронам, и существенно превосходит оптич. силу магн. линз. Это связано с массой ионов, превосходящей массу электронов на

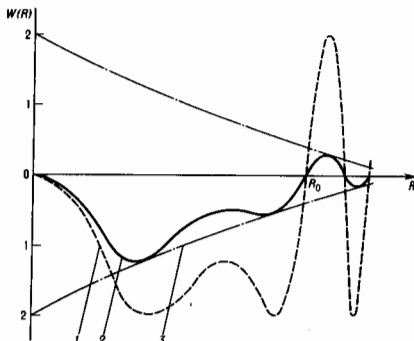


Рис. 2. Частотно-контрастная характеристика магнитной линзы: 1—при когерентном освещении объект пучке и отсутствии хроматической aberrации; 2—при некогерентном освещении объект пучке и наличии хроматической aberrации; 3—оглабляющие частотно-контрастной характеристике.

три и более порядков величины. Отсутствие влияния массы частиц на их траектории в электростатич. оптике следует из ур-ний (10), в к-рых при $B=0$ масса в качестве параметра отсутствует. В магн. оптике $B \neq 0$ и коэф. γ , в к-рый входит масса частиц, сохраняется. Траектория частиц в этом случае зависит от их массы, что и приводит к резкому ослаблению влияния магн. поля на ионные пучки.

В ЭО и ИО кроме осесимметричных используются линзы с др. видами симметрии. Цилиндрич. линзы и электронные зеркала формируют линейные изображения точечных предметов, т. к. в ряде аналитич. приборов фокусировка нужна только в одной плоскости. В этих случаях применяются также трансаксиальные фокусирующие системы. Линзы с неск. плоскостями симметрии—квадрупольн. и октупольные—применяются в ускорителях для фокусировки частиц больших энергий. Они же используются для коррекции приосевого астигматизма осесимметричных линз, в к-рых в недостаточной степени выдержана осевая симметрия. Секступольные линзы в сочетании с квадруполь-

ными пытаются применять для коррекции сферич. и хроматич. aberrации осесимметричных линз.

Для отклонения пучков заряж. частиц применяют системы с одной плоскостью симметрии. Они используются в ЭИТ, в дисперсионных элементах масс-спектрометров ионов и в спектрометрах энергетич. потерь и фильтрах электронов, а также для управления электронным или ионным пучком в приборах и технол. установках. Электр. поля в этих устройствах обычно формируются конденсаторами разл. форм, в т. ч. плоскими, цилиндрическими, тороидальными, сферическими и др. (рис. 3). Из

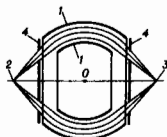


Рис. 3. Отклонение и фокусировка пучка заряженных частиц полем сферически конденсатора: 1 — электроды; 2 — точечный предмет; 3 — изображение предмета; 4 — колеблющиеся диафрагмы. Изображение лежит на прямой, проходящей через источник и центр сферических электродов O .

разл. типов магн. полей часто применяется однородное поле, в к-ром заряж. частицы, испущенные источником (предметом) с щелевой диафрагмой в пределах небольшого угла 2α , сначала расходятся, а затем, описав траектории полукривости, фокусируются и формируют линейное изображение источника (рис. 4). Для улучшения фокусировки используют краевые поля, при этом край полюсов придается соответствующая форма.

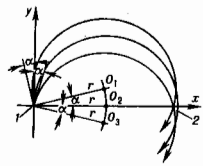


Рис. 4. Отклонение и фокусировка пучка заряженных частиц однородным магнитным полем: 1 — предмет; 2 — изображение; O_1 , O_2 и O_3 — центры круговых траекторий частиц.

Методы расчёта электронно- и ионно-оптических систем, позволяющие проводить всесторонний анализ параметров спроектированных приборов и установок, достигли такого уровня, что с их помощью, с привлечением вычислит. средств и программного обеспечения, становится возможным решение проблемы синтеза создаваемых устройств — т. е. нахождения их конфигурации, др. данных, обеспечивающих реализацию заданных параметров при выполнении всех ограничений, условий (пределных параметров, максимально допустимых напряжений, токов и т. п.). Переход от развития методов анализа электронно- и ионно-оптических систем к их синтезу станет одним из перспективных направлений развития ЭО и ИО в обозримом будущем.

Лит.: Брюше Е., Шерер О., Геометрическая электронная оптика, пер. с нем., Д., 1943; Рустерхольд А., Электронная оптика, пер. с нем., М., 1952; Глазер В., Основы электронной оптики, пер. с нем., М., 1957; Зинченко Н. С., Курс лекций по электронной оптике, 2 изд., Хар., 1961; Hanszen K.-J., Morgenstern В., Die Phasenkontrast- und Amplitudenkontrast-Übertragung des elektronenmikroskopischen Objektivs, «Z. Angew. Phys.», 1965, Bd 19, № 3, S. 215; Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, 3 изд., Л., 1968; Бонштетт Б. Э., Марквич М. Г., Фокусировка и отклонение пучков в электронно-лучевых приборах, М., 1967; Hanßen K.-J., Trepte L., Der Einfluß von Strom- und Spannungschwankungen, sowie der Energiebreite der Strahlenelektronen auf Kontrastübertragung und Auflösung des Elektronenmikroskops, «Optik», 1971, Bd 32, № 6, S. 519; Magnetic Electron Lenses, «Topics in Current Physics», 1982, v. 18; Хоке П., Каспер Э., Основы электронной оптики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1993.

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ — совокупность методов исследования с помощью электронных микроскопов микроструктур тел (вплоть до атомно-молекулярного уровня), их локального состава и локализованных на по-

верхностях или в микрообъёмах тел электрич. и магн. полей («микророль»). Как самостоятельное научное направление Э. м. включает: усовершенствование и разработку новых электронных и др. корпускулярных микроскопов (напр., протонного микроскопа) и приставок к ним; разработку методик приготовления образцов, исследуемых в электронных микроскопах; изучение механизмов формирования электронно-оптич. изображений; разработку способов анализа разнообразной информации, получаемой с помощью электронных микроскопов.

Объекты исследования в Э. м. — обычно твёрдые тела. В просвечивающих электронных микроскопах (ПЭМ), в к-рых электроны с энергиями от 1 кэВ до 5 МэВ проходят сквозь объект, изучаются образцы в виде тонких плёнок, фольги (рис. 1), срезов и т. п. толщиной от 1 нм до 10 мкм

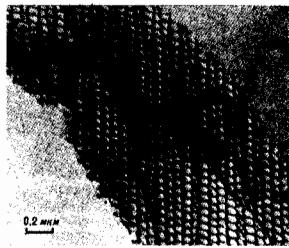


Рис. 1. Полученное в просвечивающем электронном микроскопе изображение сетки дислокаций на границах зёрен в тонкой молибденовой фольге, деформированной при высокотемпературном нагреве.

(от 10 \AA до 10^4 \AA). Порошки, микрокристаллы, аэрозоли и т. п. можно изучать, нанеся их предварительно на подложку — тонкую плёнку для исследования в ПЭМ или массивную подложку для исследования в растровых электронных микроскопах (РЭМ). Поверхностную и приповерхностную структуру массивных тел толщиной существенно больше 1 мкм исследуют с помощью РЭМ (рис. 2),



Рис. 2. Изображение предварительно отполированной, а затем подвергнутой ионной бомбардировке поверхности монокристалла меди. Снято в растровом электронном микроскопе: увеличение 3000.

отражательных и зеркальных, а также ионных проекторов и электронных проекторов. Поверхностная геом. структура массивных тел изучается также и методом рельеж: с поверхности такого тела снимается реплика-отпечаток в виде тонкой плёнки углерода, коллодия, формара и т. п., повторяющая рельеф поверхности, и рассматривается в ПЭМ. Обычно предварительно на реплику в вакууме напыляется под скользящим углом слоя сильно рассеивающего электроны тяжёлого металла (напр., Pt), отбрасывающего выступы и впадины геом. рельефа. Метод т. я. декорирования позволяет исследовать не только геом. структуру поверхностей, но и электрическую, т. е. микрополя, обусловленные наличием дислокаций (рис. 3), скоп-

лений точечных дефектов (см. Дефекты), ступенями роста кристалли, граней, доменной структурой (см. Домены) и т. д. При таком методе исследования на поверхность образца вначале наносится очень тонкий слой декорирующей частицы (атомы тяжёлого металла с большим коэф. поверхностной диффузии, молекулы полупроводников или диэлектриков), осаждающихся преим. на участках сосредоточения микрополей, а затем снимается реплика с включениями декорирующих микрополя частиц.

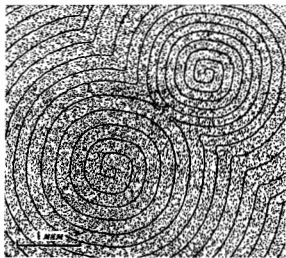


Рис. 3. Винтовые дислокации на поверхности кристалла NaCl, подвергнутого термическому травлению при температуре 773 К. Изображение получено методом декорирования.

С помощью газовых микрокамер—приставок к ПЭМ или РЭМ—можно изучать жидкие и газообразные объекты, неустойчивые к воздействию высокого вакуума, в т. ч. влажные биол. препараты. Радиц. воздействие облучающего электронного пучка довольно велико, поэтому при исследовании биол., полупроводников, полимерных и т. п. объектов необходимо тщательно выбирать режим работы электронного микроскопа, обеспечивающий мин. дозу облучения.

Наряду с исследованиями статических, не меняющихся во времени объектов, Э. м. даёт возможность изучать разл. процессы в динамике их развития: рост плёнок, деформацию кристаллов под действием переменной нагрузки, изменение структуры под влиянием электронного или ионного облучения и т. д. Благодаря малой инерционности электронов можно исследовать периодические во времени процессы, напр. перемагничивание тонких магнитных плёнок, изменение поляризации сегнетоэлектриков, распространение УЗ-волн и т. д. Эти исследования проводят методами стробоскопической Э. м. (рис. 4): образец «освещается» электронным пучком не непрерывно, а им-

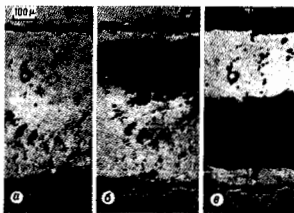


Рис. 4. Изображения поверхности кремниевого полупроводникового диода, полученные в стробоскопическом эмиссионном электронном микроскопе: а—напряжение на диоде отсутствует; б—на диод подано запирающее напряжение 40 В, тёмная область—падение напряжения на $p-n$ -переходе; в—кратковременное (менее 40 нс) прямое падение напряжения (широкая тёмная область) на базе диода при переключении его в состояние, при котором он «оттерт».

пульсами, синхронными с подачей импульсного напряжения на образец, что обеспечивает фиксацию на экране прибора определёл. фазы процесса. Точно так же, как это происходит в светооптич. стробоскопических приборах. Предельное временное разрешение при этом может, в принципе, составлять ок. 10^{-15} с для ПЭМ (реализовано разрешение лучше 10^{-12} с для ПЭМ и РЭМ).

Аморфные и квазиаморфные тела, размеры частиц к-рых меньше разрешаемого в электронном микроскопе расстояния, рассеивают электроны диффузно. Для их исследования используют простейшие методы амплитудной Э. м. Напр., в ПЭМ контраст изображения, т. е. перепад яркости изображения соседних участков объекта, в первом приближении пропорционален перепаду толщины этих участков. Для расчёта контраста изображений кристаллич. тел и решения обратной задачи—расчёта структуры объекта по наблюдаемому изображению—привлекаются методы фазовой Э. м.: решается задача о дифракции электронов на кристаллич. решётке. При этом дополнительно учитываются неупругие взаимодействия электронов с объектом: рассеяние на плазмонах, фононах и т. п. В ПЭМ и растровых ПЭМ (ПРЭМ) высокого разрешения получают изображения отд. молекул или атомов тяжёлых элементов; пользуются методами фазовой Э. м., восстанавливают по изображениям трёхмерную структуру кристаллов и биол. макромолекул. Для решения подобных задач применяют, в частности, методы голографии, а расчёты производят на ЭВМ.

Разновидность фазовой Э. м.—интерференционная Э. м., аналогичная оптич. интерферометрии: электронный пучок расширяется с помощью электронных призм, в одном из плеч интерферометра устанавливается образец, изменяющий фазу проходящей сквозь него электронной волны. Этим методом можно измерить, напр., внутр. электрич. потенциал образца.

С помощью т. н. лоренцевой Э. м., в к-рой изучают явления, обусловленные Лоренца силой, исследуют внутр. магн. и электрич. поля или внеш. поля рассеяния, напр. поля магн. доменов в тонких плёнках (рис. 5), сегнетоэлектрич. доменов, поля головок для магн. записи информации и т. д.

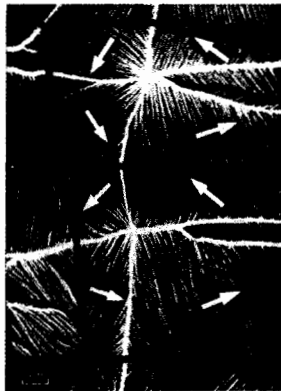


Рис. 5. Изображение доменной структуры тонкой однородной по толщине пермаллоевой плёнки. Снято в просвечивающем электронном микроскопе при дефокусировке изображения (метод лоренцевой электронной микроскопии). Светлые и тёмные полосы—границы доменов. Видна «рыбья» намагниченности, возникающая вследствие малых изменений направлений векторов намагниченности (отмечены стрелками) внутри доменов.

Состав объектов исследуется методами микродифракции, т. е. электронографии локальных участков объекта, методами рентг. и катодолуминесцентного локального спектрального микроанализа (см. *Рентгеноспектральный анализ*); регистрируются рентг. излучение на *характеристических частотах* или катодолуминесценция, возникающие при бомбардировке образца сфокусированным пучком электронов (диаметр электронного «зонда» менее 1 мкм). Кроме того, изучаются энергетич. спектры вторичных электронов, выбитых первичным электронным пучком с поверхности или из объема образца (см. *Оже-спектроскопия*).

Интенсивно разрабатываются методы количественной Э. м. — точного измерения разл. параметров образца или исследуемого процесса, напр. измерение локальных электр. потенциалов и магн. полей (рис. 6), микрогеометрия

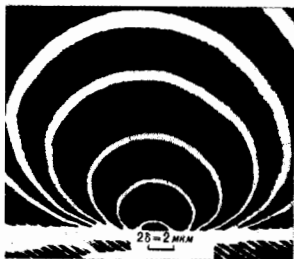


Рис. 6. Изображение линий равной напряженности поля (от 25 до 150 Гс через 25 Гс) над зором магнитной головки (ширина зора 25 = 2 мкм) для магнитной записи информации. Получено в растровом электронном микроскопе со специальной приставкой.

поверхностного рельефа и т. д. Электронные микроскопы используют и в техн. целях (напр., для изготовления микроскопом методом электронодифракции).

Развиваются также методы Э. м. с использованием туннельного тока (см. *Сканирующий туннельный микроскоп*).

Лит.: Стоянова И. Г., Анаскин И. Ф., *Физические основы методов просвечивающей электронной микроскопии*, М., 1972; Утевский Л. М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении, М., 1973; Хокс П., *Электронная оптика и электронная микроскопия*, пер. с англ., М., 1974; *Практическая растровая электронная микроскопия*, под ред. Дж. Бодулетейна и Х. Яковича, пер. с англ., М., 1978. А. Е. Лукьянов.

ЭЛЕКТРОННАЯ ОБОЛОЧКА — совокупность электронов в атоме или ионе, состоящая к-рых характеризуются определенными гл. квантовым числом n и орбитальным квантовым числом l . Э. о. обозначается символом n^l , где N — число эквивалентных (имеющих одинаковые n и l) электронов оболочки. Совокупность электронов определенным n наз. электронным слоем. Согласно *Паули принципу*, макс. значение числа N для данной Э. о. равно $2(2l+1)$.

Э. о. с $l=0, 1, 2, 3, \dots$ наз. оболочками s, p, d, f, \dots соответственно. Э. о. с максимально возможным числом эквивалентных электронов наз. замкнутой или заполненной, при $N=2l+1$ — полузаполненной, при $N < 2l+1$ — частично заполненной, при $N > 2l+1$ — почти заполненной.

В рентг. спектроскопии и химии часто пользуются др. определением Э. о.: оболочкой наз. совокупность электронов с фиксированным числом l , причём оболочки с $n=1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ обозначают K, L, M, N, O, P, Q соответственно. В этом случае в K -оболочку входят электроны в состояниях $1s$, в L -оболочку — в состояниях $2s$ и $2p$, в M -оболочку — $3s, 3p, 3d$ и т. д. В химии совокупность электронов с определенными n и l наз. подоболочкой.

Совокупность Э. о. представляет собой электронную конфигурацию атома или иона. Электронные конфигурации атомов разл. элементов приводятся в *периодической системе элементов Менделеева*. В. П. Шевелько.

ЭЛЕКТРОННАЯ ПЛОТНОСТЬ — величина, равная числу электронов $n(r)$ в единице объема атомной системы. Для N -электронного атома, иона или молекулы Э. п. определяется выражением

$$n(r) = \sum_{i=1}^N \int |\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N)|^2 d\tau_i, r_i$$

с нормировкой

$$\int |\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N)|^2 dr_1 dr_2 \dots dr_N = 1; \\ \int n(r) dr = N,$$

где $\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N)$ — волновая ф-ция системы. Интегрирование в (*) производится по всем координатам r электронов, кроме i -го. В случае одноэлектронного атома

$$n(r) = |\Phi_{nlm}(r)|^2,$$

где Φ_{nlm} — волновая ф-ция электрона с квантовыми числами n, l и m .

В случае многоэлектронных атомных систем ($N \gg 10$), когда расчёт по ф-ле * весьма громоздок, используют статистику. *Томаса — Ферми метод* или его модификации. Этот метод применяют для расчёта эфф. потенциала атомного остатка (ядро + $N-1$ электронов) как пробного потенциала в методе самосогласованного поля (см. *Хартри — Фока метод*). При кажущейся аналитич. выражения $n(r)$ атомов и ионов в качестве радиальных волновых ф-ций электронов часто используются безузловые ф-ции Слейтера, являющиеся произведением полинома от r на экспоненциальную ф-цию.

Наиб. общей формой квантовой механики, описания Э. п. квантовой системы является матрица плотности:

$$\rho(r, r') = \sum_{i=1}^N [\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N)]_{r_i=r} [\Psi^*(r_1, r_2, \dots, r_N)]_{r_i=r'} dt$$

(см. *Матрица плотности*).

Лит.: Теория неоднородного электронного газа, под ред. С. Ландауи, Н. Марча, пер. с англ., М., 1987. В. П. Шевелько.

ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА — электронно-оптич. система, формирующая *электронный пучок*. Практически Э. п. паз. системы, формирующие высокоинтенсивные пучки с большим переаисом; системы, образующие узкие неинтенсивные пучки — электронные лучи, используемые в разл. электронно-лучевых приборах, чаще наз. электронными проекторами (см. *Электронно-лучевые приборы*).

Формирование интенсивных электронных пучков (с первансом $\geq 10^{10}$ А/В^{3/2}) системой *электронных линз* затруднительно, т. к. совств. пространств. заряд электронов пучка существенно искажает фокусирующие поля линз. Кроме того, само понятие «фокусировка» условно для интенсивных пучков, т. к. такие пучки принципиально невозможно свести в точку (фокус). Поскольку интенсивный пучок в свободном от электр. и магн. полей пространстве неограниченно расширяется, формирование устойчивого интенсивного пучка определ. конфигурации возможно лишь при условии компенсации расталкивающей силы пространств. заряда электронов пучка противоположно направленными силами, создаваемыми внешними (по отношению к пучку) электр. и магн. полями. Поэтому Э. п. должна содержать электроды, создающие вблизи границы пучка распределение потенциала, обеспечивающее равенство нулю нормальной к границе пучка составляющей напряженности электр. поля. Кроме того, для устойчивости пучка необходимо, чтобы при смещении электронов с границы пучка в любую сторону возникала сила, возвращающая их на границу пучка.

Задача формирования интенсивных пучков решается двумя методами — методом анализа и методом синтеза.

В первом случае конфигурация и потенциалы электродов формирующей системы выбирают ориентировочно и рассчитывают с помощью ЭВМ траектории электронов с учётом пространств заряда. Если полученный пучок не удовлетворяет поставленным требованиям, вносят необходимые изменения формы и потенциалов электродов и снова рассчитывают траектории и т. д. до получения пучка с требуемыми параметрами. Этот метод очень трудоёмок и требует высокой квалификации разработчика.

Большее распространение получил метод синтеза, при использовании к-рого заданными являются параметры пучка — форма, первеанс или энергия и ток пучка, а определяемыми — необходимые для формирования данного пучка электрич. и магн. поля. В этом методе решаются две задачи — внутренняя и внешняя. Внутр. задача включает решение системы ур-ний, описывающих движение электронов внутри пучка, нахождение соотношений, характеризующих электрич. и геом. параметры пучка; внешняя — нахождение электрич. полей, создаваемых системой электродов с определ. потенциалами, и магнитных, создаваемых катушками с током или пост. магнитами. Во внутр. части задачи распределение потенциала в пучке описывается ур-нием Пуассона, во внешней — распределение потенциала вне пучка описывается ур-нием Лапласа.

Метод синтеза базируется на известных решениях внутр. задач для неограниченных ламинарных потоков между двумя параллельными плоскостями, двумя соосными цилиндрами и двумя концентрич. сферами. Связь между током I и напряжением U в этих потоках описывается «законом трёх вихрей» ($I = PU^{3/2}$, P — первеанс); в этом случае все траектории прямолинейны и совпадают с силовыми линиями электрич. поля. Распределение потенциала вдоль любой траектории удовлетворяет соотношению $U(z) = Az^{4/3}$ (A — множитель, определяемый первеансом; z — координата, отсчитываемая вдоль любой траектории). Прямолинейность траекторий означает отсутствие силы, искривляющей траекторию, т. е. равенство нулю нормальной к траектории составляющей напряжённости электрич. поля ($E_n = 0$).

Создание системы формирования интенсивных пучков с помощью электр. поля сводится к «вырезанию» из неограниченных потоков, для к-рых известны решения внутр. задачи, ограниченных пучков необходимой конфигурации; непрерывным условием при этом является совпадение границы пучка с прямолинейными траекториями. Из неограниченного потока между двумя параллельными плоскостями можно сформировать пучок любого поперечного сечения с границами, перпендикулярными исходным плоскостями: напр., в виде цилиндра с образующими, совпадающими с прямолинейными траекториями (осесимметричный пучок), или в виде параллелепипеда с ребрами, совпадающими с траекториями (ленточный пучок). Из потока между двумя соосными цилиндрами можно «вырезать» клиновидный сходящийся ленточный пучок, из потока между двумя концентрич. сферами — сходящийся конический осесимметричный пучок.

Простое «отбрасывание» оставшейся вне вырезанного ограниченного пучка части потока приведёт к изменению условий на границе пучка, в частности не будет выполнено требование $E_n = 0$. Устойчивый ограниченный пучок можно сформировать, создав вне пучка электрич. поле, эквивалентное полю пространств. заряда отброшенной части потока. Это поле должно быть создано системой электродов, расположенных вне пучка. Форма и потенциал этих электродов определяются из решения ур-ния Лапласа с граничными условиями, вытекающими из решения внутр. задачи: распределение потенциала вдоль границы пучка определяется «законом $3/2$ » и нормальна к границе пучка составляющая $E_n = 0$ в любой точке поверхности пучка. С достаточной для практич. целей точностью внеш. поле, формирующее устойчивый пучок, может быть создано двумя электродами — прикатодом (фокусирующим), совпадающим по форме с нулевой эквипотенциальной поверхностью, и анодом, совпадающим по форме с эквипотенци. поверхностью, имеющей потенциал ускоряющего

го электрода (анода). Для пучков с прямолинейными траекториями наносятся аналитич. решения внеш. задачи, согласно к-рым нулевая эквипотенци. поверхность образует с границей пучка угол $67,5^\circ$, все остальные эквипотенциали ($c/U > 0$) подходят к границе пучка под прямым углом.

Созданные на основе рассмотренного принципа системы формирования интенсивных пучков из. системами или пушками Пирса. Такие Э. п. состоят из источника электронов — катода (обычно термоэлектронного), прикатодного (фокусирующего) электрода и анода с отверстием для выхода сформированного пучка (рис. 1). Внеш. поле,

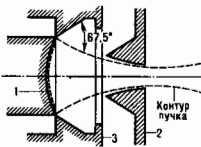


Рис. 1. Электрода системы пучка Пирса: 1 — катод, 2 — анод, 3 — фокусирующий электрод.

формирующее пучок, должно достаточно точно соответствовать рассчитанному в непосредств. близости к границе пучка, что и определяет конфигурацию и потенциалы электродов вблизи пучка; вдали от пучка форма электродов выбирается с учётом конструктивных и технол. требований.

Многие Э. п. должны формировать пучки с большой плотностью тока (до десятков и сотен A/cm^2), в то же время реальные термокатоды имеют ограниченную эмиссионную способность и увеличение токаоброту резко снижает срок службы катодов. Поэтому используются Э. п. с большой компрессией (сжатием) электронного пучка — площадь сечения сформированного пучка на выходе из анодного отверстия в десятки и сотни раз меньше площади эмитирующей поверхности катода; наиб. распространение получили пушки Пирса, формирующие сходящиеся осесимметричные и ленточные пучки.

Любая Э. п. не только формирует пучок необходимой формы, но и ускоряет электроны пучка до необходимой энергии электр. полем между анодом и катодом. Магн. поле, не изменяющее энергию электронов пучка, используется для дополнит. формирования (фокусировки) пучка. Поскольку сформированный пушкой электронный пучок на выходе из анодного отверстия за счёт кулоновского расталкивания неограниченно расширяется, получение протяжённого пучка ограниченного сечения возможно лишь при компенсации расталкивающего действия пространств. заряда вшх. электрич. или магн. полями. Ограничить расширение пучка можно с помощью продольного магн. поля (однородного или уменьшающегося в направлении катода) или последовательности электронных лиз (электростатических или магнитных), расположенных вдоль пучка. В Э. п., формирующих пучки с параллельными траекториями, используются продольное однородное магн. поле, силовые линии к-рого совпадают с траекториями, а вблизи катода и с электр. силовыми линиями, что обеспечивает существование протяжённого устойчивого пучка. В Э. п. с компрессией ограничивающее магн. поле уменьшается в прикатодной области, что обеспечивает примерно совпадение электрич. и магн. силовых линий. Такие пучки с частично экранированным катодом позволяют формировать высокопервеансные пучки.

Для формирования интенсивных трубчатых пучков (имеющих в сечении форму кольца) используются системы со скрещенными электр. и магн. полями — магнетронные пучки. Схема электродной системы магнетронной пушки приведена на рис. 2. Внутр. катод и иаружий анод конич. формы (один из электродов может иметь форму цилиндра) помещены в продольно однородное магн. поле. За счёт ускоряющего электрич. поля анода эмитирующиеся катодом электроны движутся в направлении анода, а за счёт магн. поля траектории искривляются, приближаясь к цик-

лоиде (как в магнетроне). При достаточно большой величине магн. индукции, большей критической, электроны перестают доходить до анода, между катодом и анодом создается облако пространств. заряда, вращающееся в вихре катода. Продольная составляющая электр. поля,

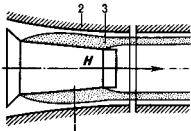


Рис. 2. Магнетронная электронная пушка: 1—катод; 2—анод; 3—электронный пучок.

возникающая вследствие наклона к осям образующих катодного и анодного электродов, смещает электроны вдоль оси—формируется тубчатый электронный пучок. С помощью магнетронных пушек удается сформировать тубчатые электронные пучки с пересансом в несколько десятков мкА/В^{3/2}.

Разновидностью систем формирования электронных пучков являются Э. п. с модуляцией тока пучка. Управляемые током пучка в этих пушках производится спец. управляющим электродом, к-рый может быть выполнен в виде штыря, проходящего через отверстие в середине катода, сетки, помещенной между катодом и анодом, и толстой диафрагмы, расположенной вблизи анода. Изменение положения управляющего электрода позволяет в широких пределах—от нуля (запирания пучки) до максимально возможного для данной системы значения—изменять ток пучка.

Лит.: А. Яковлевский И. В., Электронные пучки и электронные пучки. М., 1966; Молоковский С. И., Сушко А. Д., Интенсивные электронные и ионные пучки. 2 изд., Л., 1991.

А. А. Жисарев.

ЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ—совокупность методов анализа свойств вещества по энергетич. спектрам, угл. распределениям, спиновой поляризации и др. характеристикам электронов, эмитруемых веществом под влиянием к-л. внеш. воздействий (электронных, ионных и др. зондов). Методы Э. с. позволяют изучать элементный состав образца, структуру, электронное строение, тепловые колебания атомов и молекул веществ в твердой, жидкой и газовой фазе, а также получать др. информацию на микроэлектрон. уровне. Для твердого тела и жидкости информация может относиться как к поверхности и приповерхностной области, так и к объёму. В зависимости от природы зонда различают: фотоэлектронную спектроскопию, в к-рой для выбивания из вещества электронов используют: излучение от красного до рентг. диапазона; ионно-электронную спектроскопию, в к-рой изучаемый объект бомбардируют ионами разл. энергии; вторично-электронную спектроскопию (ВЭС), основанную на изучении рассеяния в веществе потоков ускоренных электронов, и т. д. [1].

Помимо фотоэлектронной спектроскопии, наиб. результативны методы ВЭС. В них информацию получают, регистрируя и анализируя изменения, претерпеваемые первичными электронами вследствие определенных элементарных актов взаимодействия их с изучаемым объектом (спектроскопия отраженных электронов); носителями информации являются также вторичные электроны, возникающие в результате генерации их воздействием источником или при релаксации создаваемого им возбуждения в веществе (спектроскопия истинно-вторичных электронов). Имеются также методики, в к-рых обе группы электронов исследуются совместно. Т. к. отражение электронов может быть упругим, квазиупругим и неупругим, различают неск. методов регистрации отраженных частиц.

В спектроскопии упруго рассеянных электронов (УРЭ) изучают угл. распределения частиц. В этих распределениях содержится в осн. информация о структуре исследуемых объектов, т. к. распределения формируются в результате

когерентного сложения волн, упруго рассеиваемых атомами вещества, и результат сложения—дифракция электронов—чувствителен к пространств. расположению атомов. Для объекта с кристаллич. структур. распределения УРЭ представляет собой совокупность резких максимумов, для газа или пара на более или менее равномерном фоне являются относительно плавные максимумы и минимумы, связанные с особенностями дифференц. сечений упругого рассеяния электронов на отд. атомах; эти максимумы являются источником сведений об особенностях рассеивающих частиц. Для аморфных тел и жидкостей появление сглаженных максимумов или минимумов может быть связано с близким порядком расположения в них атомов, к-рый при определ. условиях также можно исследовать (см. *Электроннография*). Детальный анализ структуры линий УРЭ в области энергии 10—20 кэВ может применяться для количественного элементного анализа приповерхностной области образца [2].

Квазиупруго отраженные электроны исследует спектроскопия потерь энергии электронов высокого разрешения. Информацию об объекте в этом случае получают, исследуя структуру энергетич. спектра вблизи пика УРЭ в диапазоне потерь энергии от единицы до сотен мэВ, где регистрируемые потери обусловлены возбуждением фононов, колебл. и вращат. мод атомов, молекул вещества и адсорбированных атомных частиц, плазменных колебаний свободных носителей в полупроводниках и др. Данным методом возможно исследовать дисперсно-поверхностных фононов, адсорбционно-десорбционные процессы и реакции на поверхности, механич. напряжения, возникающие в приповерхностном слое твердого тела при нанесении разл. покрытий, межфазовые границы в полупроводниковых структурах, включая сверхрешетки, и др. [3, 4].

Анализ энергетич. спектров неупруго рассеянных электронов составляет основу спектроскопии характеристич. потерь энергии электронов, исследующей коллективные (плазменные) и одночастичные возбуждения валентных электронов с энергией до $\delta \sim 50$ эВ, и ионизационной спектроскопии, излучающей возбуждение и ионизацию электронов внутр. оболочек атомов (электронного остова) в диапазоне потерь энергии $\delta \sim 50—5000$ эВ. В зависимости от используемой энергии первичных электронов в Э. с. (и в дифракции электронов) различают два случая. Если энергия лежит в интервале от десятков до ~ 100 кэВ, то регистрируются либо электроны, прошедшие сквозь тонкий слой вещества, когда получаемая информация характеризует его объемные свойства, либо электроны, отраженные от поверхности под скользящими углами. Обычно при этом аппаратуру совмещают в одном приборе с электронным микроскопом [5]. В области низких и ср. значений энергии (не превосходящих неск. кэВ) используется геометрия эксперимента на отражение. В этом случае получают информацию о структуре и свойствах приповерхностного слоя, толщина к-рого примерно равна длине свободного (по отношению к неупругому взаимодействию) пробега электрона λ . При энергии электронов $\sim 50—100$ эВ, когда λ составляет неск. моноатомных слоев, достигается наиб. чувствительность метода к свойствам поверхности. При большей и меньшей энергиях глубина зондирования возрастает.

Определение элементного состава методом ионизационной спектроскопии основано на измерении энергий связи электронов остова [6]. Одно из новых направлений иониз. спектроскопии—анализ протяженной тонкой структуры спектра, проявляющейся в виде осцилляций за порогом ионизации и охватывающейся область энергий до сотен эВ. Природа этих осцилляций подобна природе осцилляций EXAFS (см. *Рентгеновские спектры*) и связана с интерференцией волны де Бройля выбитого из атома электрона и волн, рассеянных атомами ближайших координац. сфер данного атома в направлении «назад». Фурье-анализ образующейся тонкой структуры энергетич. спектра электронов позволяет с высокой точностью определять радиусы координац. сфер [7]. Тонкая структура в спектре, прилегающая к порогу ионизации остовных уровней, служит ис-

точником информации о плотности незапятнанных электронных состояний выше уровня Ферми.

На возбуждении и регистрации истинно-вторичных электронов основан только один метод — электронная оже-спектроскопия. Совместная регистрация отраженных первичных и возбужденных вторичных электронов производится, в частности, в разл. пороговых методиках Э. с., к-рые изучают особенности спектров в области порогов возбуждения электронов остова, структуру зависимостей разных коэф. вторичной электронной эмиссии от энергии первичных частиц и др. её характеристик. Др. пример методики смешанного типа — спектроскопия медленных вторичных электронов, к-рые образуются в мишени в результате торможения первичных электронов с образованием множества каскадов вторичных частиц. Исследование угл. распределений медленных вторичных электронов разной энергии позволяет, напр., получать сведения о зонной структуре твёрдого тела над уровнем Ферми [8].

Важную дополнит. информацию о свойствах твёрдого тела даёт спектроскопия спин-поляризованных электронов. Измеряя спиновые состояния рассеянных электронов, изучают явления, обусловленные спин-орбитальным и обменным взаимодействиями, в частности магнетизм поверхностных слоёв вещества [9].

Из методов ионно-электронной спектроскопии наиб. применима ионная оже-спектроскопия, использующая преим. для элементного анализа приповерхностных слоёв твёрдого тела. В отличие от электронной оже-спектроскопии, она обладает селективностью: определ. кон. может возбуждать оже-электроны лишь в атомах определ. элементов. При этом чувствительность метода часто оказывается существенно более высокой. Причина избирательности кроется в обменном механизме ионизации энергич. остовных уровней атомов ионным пучком. Применение метода целесообразно, когда производится ионное профилирование исследуемого объекта и, следовательно, в приборе имеется «готовый» ионный пучок.

С помощью электронных потоков, сформированных источниками разл. природы и используемых в разных методах Э. с., часто получают идентичную физ. информацию. Так, исследование методами регистрации фото-, оже- или квазиупруго рассеянных электронов ср. энергии (св. сотен эВ) показали, что максимумы угл. распределений электронов с хорошей точностью соответствуют ориентациям импульсов вылетающих электронов вдоль атомных цепочек в твёрдом теле, поэтому Э. с. с угл. разрешением — один из важнейших методов структурного анализа приповерхностной области твёрдого тела [10]. Наиб. эффективны исследования, проводимые одновременно неск. методами в одинаковых exper. условиях, они позволяют получать комплексную информацию об объекте. При этом для решения каждой конкретной задачи подбирается определ. сочетание методов Э. с. и методов, не относящихся к Э. с.

Экспер. воплощение методов Э. с. сводится к измерению энергич. спектров электронов, регистрируемых изучаемым объектом под действием зонда под разными углами. Спектры возбуждаются и регистрируются с помощью специально разработываемых электронных спектрометров. Все типы электронных спектрометров содержат сверхвысоковакuumную камеру, снабжённую системой откачки, в к-рую помещают исследуемый образец, источник возбуждающего излучения, энергоанализатор, а также регистрирующую аппаратуру. Для изменения угла регистрации электронов в спектрометрах с угл. разрешением и для варьирования угла падения первичных частиц образец, зонд (напр., электронную пушку) и энергоанализатор (или часть этих узлов) монтируют на спец. манипуляторах, обеспечивающих их подвижность в камере. В зависимости от особенностей изучаемого объекта и поставленной задачи спектрометр может иметь шлюзовые устройства для ввода образцов в камеру, дополнит. камеру для их обработки, системы нанесения адсорбатов на поверхность и др.

«Сердцем» любого электронного спектрометра является энергоанализатор, разделяющий электроны по энергиям,

его энергич. разрешение обычно лежит в диапазоне 0,1—0,5%. Стандартные электронные пушки с термо- и автокатадами обеспечивают моноэнергичность пучков электронов соответственно ~1 и ~0,1 эВ. Поэтому в Э. с. потеря энергии электронов высокого разрешения (абс. разрешение порядка единиц мэВ) их дополнительно моноэнергичируют — первичные пучки пропускают через энергоанализаторы.

Наиб. распространение в Э. с. получили энергоанализаторы электростатического типа с тормозными или отклоняющим полем. Квазисферич. сеточные анализаторы с тормозным полем позволяют, кроме анализа электронов по энергиям, визуализировать угл. распределения эмитруемых электронов на коллекторе, для этого его покрывают люминофором (напр., в дифракц. методах исследования). В случае отклоняющего поля преим. используют анализаторы типа цилиндрия, зеркала и секторные со сферич. полем. С их помощью исследуют и пространств. распределения электронов во всём диапазоне их энергий. Специфика регистрирующей аппаратуры обусловлена тем, что структура энергич. спектров наблюдается на непрерывном фоне, часто превосходящем её по величине, и задача состоит в выделении этой структуры и её измерении. В разработанной аппаратуре используется как аналоговая, так и цифровая техника в сочетании с ЭВМ (в частности, для увеличения отношения сигнал/фон широко применяется аналоговое дифференцирование спектра с помощью синхронного детектирования). Предлагаются способы полного удаления фона. В случае цифровой техники часто применяют способ, основанный на использовании многоканального анализатора, работающего в режиме многоканального счётчика.

Лит.: 1) Гомонов М. В., Электронная спектроскопия поверхности твёрдого тела, «УФН», 1982, т. 136, с. 105; 2) Проблемы физической электроники, Л., 1986, с. 74; 3) Ibach H., Mills D. L., Electron energy loss spectroscopy and surface vibrations, N. Y., 1982; 4) Dynamical phenomena at surfaces, interfaces and superlattices, Proc Intern. Summer School of E. Hore Majorana Center, Eric, Italy, 1984, В.—[а. о.], 1985; 5) Egeon R., Electron energy-loss spectroscopy in the electron microscope, [2 ed.], N. Y.—L., 1989; 6) Atlas локализованных спектров, К., 1989; 7) De Crescenzi M., Local structural investigation of surfaces and interfaces by EELS and EXAFS techniques, «Ultramicroscopy», 1989, v. 28, № 1, p. 65; 8) Проблемы физической электроники-88, Л., 1988, с. 76; 9) Кесслер И., Поляризованные электроны, пер. с англ., М., 1988; 10) Chambers S. A., Elastic scattering and interference of backscattered primary, Auger and X-ray photoelectrons at high kinetic energy: principles and applications, «Surf. Sci. Repts.», 1992, v. 16, № 6, p. 281.

М. В. Гомонова, С. Л. Дударев.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА (T_e) — величина, имеющая размерность темп-ры, характеризующая ф-цию распределения f_e электронов по скорости (энергии) в неравновесном электронном газе (в плазме, в кристалле, см. *Горячие электроны*). Э. т. определяется интегральным соотношением

$$kT_e(r, t) = (m_e/3n_e) \int (v-u_e)^2 f_e(r, v, t) dv,$$

где u_e — ср. скорость направленного движения электронов. Если частота межэлектронных столкновений ν_{ee} перераспределяющих энергию между электронами, велика по сравнению с обратным временем τ_{ee}^{-1} рассеяния энергии электронов при взаимодействии с атомами и ионами в плазме, с фононами в кристалле, с электронами, полем и т. п. $\nu_{ee} \gg \tau_{ee}^{-1}$, то за время порядка τ_{ee}^{-1} в неравновесной системе устанавливается равновесие в электронной подсистеме, характеризующееся максвелловской ф-цией распределения с темп-рой T_e . При этом T_e может быть как больше темп-ры тяжёлых частиц (напр., в плазме электрич. разряда), так и меньше (в структуре ионизирующей ударной волны).

В случае сильного нарушения равновесия электронной подсистемы, когда условие $\nu_{ee} \tau_{ee} \gg 1$ не выполняется, T_e уже не характеризует ф-цию распределения, однако понятие Э. т. используется как нек-рым эфф. параметром, служащим мерой ср. энергии хаотич. движения электронов, $\delta = (3/2)kT_e$. В случае аннотированных распределений

часто вводят продольную и поперечную (относительно выделенных направлений) Э. т. См. также *Температуры компонент плазмы*. В. А. Рожковский, Л. Д. Цензиш.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ — часть полной теплоёмкости твёрдого тела, обусловленная тепловым движением электронов. Э. т. диэлектриков и слаболегированных полупроводников, как правило, пренебрежимо мала. В вырожденных полупроводниках и металлах (в несвёрнутом состоянии) при достаточно низких темп-рах Э. т. C_e вносит заметный вклад в полную теплоёмкость C . Его можно оценить, рассматривая электроны (или дырки) как идеальный ферми-газ квазичастиц, характеризующихся нек-рой плотностью состояний $2N(\mathcal{E})$, где $N(\mathcal{E})$ — плотность одночастичных состояний с определ. проекцией спина. Тепловое возбуждение испытывают лишь квазичастицы в интервале энергий $\sim kT$ вблизи уровня Ферми \mathcal{E}_F ; при $kT \ll \mathcal{E}_F$ их число $\sim 2N(\mathcal{E}_F)kT$, а их тепловая энергия $\sim 2N(\mathcal{E}_F)(kT)^2$, следовательно, $C_e \sim 2N(\mathcal{E}_F)k^2T$. Т. о., теплоёмкость вырожденного газа электронов или дырок подчиняется линейному закону и при достаточно низких T может превзойти *решёточную теплоёмкость* $C_p \sim \beta T^3$. Более детальный расчёт при тех же условиях приводит к ф-ле:

$$C_e = \frac{\pi^2}{3} 2N(\mathcal{E}_F)k^2T = \gamma T. \quad (1)$$

Соотношение (1) используют для определения значений $N(\mathcal{E}_F)$ для разделения электронного и решёточного вкладов в теплоёмкость данные о полной низкотемпературной теплоёмкости обычно аппроксимируют полиномом нечётных степеней по T :

$$C = \gamma T + \beta T^3 + \dots$$

Члены, содержащие T^3 и более высокие степени T , обусловлены отклонением свойств реального кристалла от описываемых *Дебая теорией*; если они малы в сравнении с предыдущими, то коэф. γ и β можно найти соответственно по отсечке и наклону графика зависимости C/T от T^2 , экстраполированной к $T=0$ К.

Ф-ла (1) неприменима в тех случаях, когда для участвующих в тепловом возбуждении электронов $N(\mathcal{E})$ имеет выраженную структуру. Напр., если тепловое движение электрона представляет собой переходы между двумя уровнями, разделёнными энергией, щелью Δ , то Э. т. имеет т. н. аномалию Шоттки:

$$C^W = Nk \left(\frac{\Delta}{kT} \right)^2 \exp \left(\frac{\Delta}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{\Delta}{kT} \right) + 1 \right]^{-2}. \quad (2)$$

Здесь N — число одноэлектронных центров с двухуровневым спектром. Щель Δ в спектре электронных возбуждений появляется также при переходе металлов и вырожденных полупроводников в сверхпроводящее состояние; вследствие этого их Э. т. становится экспоненциально малой при $kT \ll \Delta$. В точке сверхпроводящего перехода ($T = T_c$) Э. т. имеет характерную для фазовых переходов II рода особенность, наблюдаемую в виде скачка δC . В приближении слабой связи $\delta C \approx 1,43 \gamma T_c$. Этот факт используют для идентификации перехода проводника в состояние объёмной *сверхпроводимости*; в случае поверхностной сверхпроводимости скачок Э. т. мал соответствует кол-ву сверхпроводящей фазы.

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978. С. Н. Лыков.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ — вклад электронов проводимости в теплопроводность твёрдых тел. Э. т. играет осн. роль в *металлах* (в нормальном состоянии), *полуметаллах* и нек-рых полупроводниках. При низких темп-рах Э. т. определяется рассеянием электронов примесями и дефектами и возрастает с темп-рой, при высоких темп-рах — рассеянием на фононах и падает с ростом темп-ра, так что при нек-рой темп-ре Э. т. достигает максимума, тем более высокого, чем совершеннее кристалл (см. *Рассеяние носителей заряда*).

В проводниках Э. т. связана с электропроводностью *Видемана — Франца законом*. В *сверхпроводниках* электроны, объединённые в куперовские пары, не участвуют в переносе тепла, так что при $T < T_c$ (T_c — темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние) Э. т. определяется нормальными (неспаренными) электронами и экспоненциально убывает с приближением к 0 К. В *биполярных полупроводниках* и *полуметаллах* существует дополнение. Механизм (биполярная составляющая) Э. т.: электроно-дырочные пары, образующиеся на горячем конце образца, диффундируют навстречу градиенту темп-ры и рекомбинируют на холодном конце с выделением тепла. Э. т. изменяется под действием магн. поля (см. *Маджид — Ризи — Ледоки эффект*).

Измерение Э. т. даёт информацию о механизме рассеяния носителей заряда, особенностях зонной структуры твёрдых тел, величине и температурной зависимости ширины запрещённой зоны исследуемого материала и т. д. Для выделения Э. т. из полной *теплопроводности* используются подавление Э. т. магн. полем, исчезновение Э. т. в сверхпроводящем состоянии, а также косвенные методы.

Лит.: Смирнов И. А., Тамарченко В. И., *Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках*, Л., 1977; Берман Р., *Теплопроводность твёрдых тел*, пер. с англ., М., 1979. Э. М. Эштетин.

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание электронов поверхностью конденсированной среды. Э. з. возникает в случаях, когда часть электронов тела приобретает в результате внеш. воздействия энергию, достаточную для преодоления потенц. барьера на его границе, или если внеш. электрич. поле делает его «прозрачным» для части электронов. Э. з. наблюдается при нагревании тел (*термоэлектронная эмиссия*), при бомбардировке электронами (*вторичная электронная эмиссия*), ионами (*ионно-электронная эмиссия*) или эл.-магн. излучением (*фотоэлектронная эмиссия*).

Для исследования Э. з. необходимо создать у поверхности тела (эмиттера) электрич. поле E , ускоряющее электроны для удаления (отсаживания) электронов от поверхности эмиттера. Если это поле достаточно велико ($E \geq 10^4$ В/см), оно уменьшает высоту потенц. барьера на границе, в результате чего Э. з. возрастает (*Шоттки эффект*). В очень сильных полях ($E \sim 10^7$ В/см) потенц. барьер становится столь тонким, что возникает туннельное просачивание электронов сквозь него (туннельная, или *автоэлектронная эмиссия*). В результате одновременно воздействия двух или более факторов могут возникать термоавтоэлектронная, фотоавтоэлектронная эмиссия и др. В очень сильных импульсных электрич. полях ($E \sim 5 \cdot 10^8$ В/см) автоэлектронная эмиссия приводит к быстрому разрушению (взрыву) микроустройств на поверхности эмиттера и к образованию плотной плазмы. Взаимодействие плазмы с поверхностью эмиттера вызывает резкое увеличение тока Э. з. (*взрывная электронная эмиссия*).

Т. М. Лыбичь.

ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — изменение проводимости диэлектриков и полупроводников при облучении их электронами. При энергии электронов 1—10 кэВ ток, наведённый электронной бомбардировкой, может в сотни и тысячи раз превышать ток первичных электронов. Явление Э.-в.п. включает в себя процессы генерации неравновесных носителей заряда (электронов и дырок) и переноса этих носителей в электрич. поле, возникающем в диэлектрике или полупроводнике при задании разности потенциалов с помощью электродов или электронного контакта.

Процесс генерации неравновесных носителей быстрыми электронами носит многоступенчатый характер. Первичные электроны, взаимодействуя с твёрдым телом, теряют свою энергию в осн. на ионизацию атомов. Электроны, образующиеся в результате ионизации и *осе-эффекта*, могут обладать энергией, достаточной для осуществления последующих актов ионизации и создания электронно-дырочных пар. Кроме того, в процессе торможения первичных и относительно быстрых внутренних вторичных электронов возможно возбуждение *плазмонов*, распад к-рых также сопровождается генерацией электронно-ды-

рочных пар. Возникающие при этом в полупроводниках горячие носители способны к дальнейшему размножению за счёт ионизации. Общее число пар носителей, генерируемых потоком первичных электронов, определяется отношением энергии, переданной им твёрдому телу (остальная, сравнительно небольшая часть энергии первичных электронов уходит гл. обр. на неупругое отражение электронов и рентг. излучение), к ср. энергии рождения электронно-дырочной пары, к-рая в большинстве случаев примерно в 3 раза превышает ширину запрещённой зоны.

Перенос носителей заряда, возбуждённых электронной бомбардировкой, определяется в значит. мере теми же свойствами полупроводников и диэлектриков, а также же тем, что и в случае фотопроводимости. Эффективность процесса переноса ограничивается, в частности, захватом носителей на локальные центры и рекомбинацией.

Разновидностью Э.-в.п. является умножение электронного потока в полупроводниковых структурах ($p-n$ -переходах, $p-n$ -структурах и др.). Эфф. разделение электронно-дырочных пар в области сильного поля $p-n$ -перехода, включённого в запертом направлении, ослабляет процесс рекомбинации и тем самым способствует переносу неравновесных носителей.

Особой разновидностью Э.-в.п. является вторично-электронная проводимость в пористых диэлектрич. слоях, в основе к-рой лежит явление *вторичной электронной эмиссии*. Перенос заряда в этом случае осуществляется вторичными электронами, выбиваемыми из зерн пористого слоя и перемещающимися под действием электрич. поля по вакуумным порам.

Э.-в.п. находит применение в разл. *электроракуумных приборах*, в частности в знаменитых электронно-лучевых трубках, *фотоэлектронных умножителях*, передающих телевиз. трубка, приборах для управления и усиления электрич. мощности.

Лит.: Kronig R. L., Change of conductance of selenium due to electronic bombardment, «Phys. Rev.», 1924, v. 24, p. 377; Вавилов В. С., Действие излучения на полупроводники, М., 1963; Goetze G. W., Boerio A. H., Secondary electron conduction (SEC) for signal amplification and storage in cameratubes, «Proc. IEEE», 1964, v. 52, p. 1007; Шульман А. Р., Фридрихов С. А., Вторично-эмиссионные методы исследования твёрдого тела, М., 1977.

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРочНАЯ ЖИДКОСТЬ — конденсированное состояние неравновесной электронно-дырочной плазмы в полупроводниках (см. *Плазма твёрдых тел*). Существование Э.-д.ж. было теоретически предсказано Л. В. Кельдышем в 1968.

Неравновесная электронно-дырочная плазма в полупроводниковых кристаллах образуется при инжекции через контакты носителей заряда (электронов и проводимости и дырок), освещении и т. п. Однако, существование электронов и дырок в однородном полупроводнике возможно лишь при *дл.* времени жизни носителей (в чистом Се при низких темп-рах $\tau \sim 10-15$ мкс), то даже при небольшом уровне возбуждения концентрация неравновесных электронов и дырок достаточна для того, чтобы кулоновское взаимодействие привело к образованию *экситона*.

Экситон охватывает большое число элементарных ячеек кристалла, а его энергия связи мала по сравнению с энергиями связи атомов в кристалле. Это позволяет приближённо рассматривать экситоны и свободные носители как своеобразный «атомный газ», для к-рого весь остальной кристалл является нейтральной средой. Газ экситонов или свободных носителей заряда имеет ряд существенных отличий от обычных газов или пара. Прежде всего, в нём отсутствуют тяжёлые частицы (ядра), кроме того, он является неравновесной системой с конечным временем жизни. Однако во мн. полупроводниковых кристаллах время термализации носителей, определяемое частотой их столкновения с кристаллич. решёткой, значительно меньше их времени жизни, обусловленного рекомбинацией. Поэтому для описания процессов, происходящих при увеличении плотности экситонного газа, можно использовать понятия

равновесной термодинамики (фазовая диаграмма, сосуществование фаз и др.).

Система свободных носителей в полупроводниках при высоких темп-рах представляет собой слабо неидеальную, подыокио ионизованную плазму. При низких темп-рах и высоких концентрациях носителей n , когда $n \cdot a_{2x}^2 \gg 1$ ($a_{2x} \sim 10^{-6} + 10^{-7}$ см — борковский радиус экситона), она приобретает свойства вырожденного ферми-газа. Если же концентрации сравнительно невысоки ($n \cdot a_{2x}^2 \ll 1$) и темп-ры низкие ($kT \ll \epsilon_{2x}$, $\epsilon_{2x} \sim 10^{-1} - 10^{-3}$ эВ — энергия связи экситона), электронно-дырочные пары (ЭДП) связываются в экситоны и образуют «атомарный» газ. При ещё более низких темп-рах возможно возникновение экситонных «молекул», или *бикситонов*, с очень малой энергией связи. Необычные коллективные явления возникают в этой системе при низких темп-рах и относительно высоких концентрациях. С увеличением концентрации экситонов и ростом давления в экситонном газе при достижении некого критич. значения $n_{кр}$ происходит сжижение этого газа, т. е. фазовый переход газ — жидкость.

Конденсирующая фаза образуется в результате коллективного взаимодействия экситонов или неравновесных ЭДП при увеличении их плотности. При этом полная энергия состоит из 3 частей: кинетической, обменной и корреляционной энергий. Кинетич. энергия системы представляет сумму кинетич. энергий электронов и дырок, каждая из к-рых пропорциональна соответствующим плотностям в степени 2/3. Обменная энергия является следствием принципа Паули, согласно к-рому расстояние между одинаковыми частицами должно увеличиваться. Это приводит к уменьшению кулоновского отталкивания и, следовательно, к отрицат. вкладу в энергию. Обменная энергия электронов и дырок пропорциональна соответствующим плотностям в степени 1/3. Коррелц. энергия, по определению, учитывает всё, что не входит в первые 2 части: определяется корреляцией в движении и пространстве, распределении частиц относительно друг друга, приводящей к уменьшению кулоновского отталкивания частиц с одинаковым зарядом. Коррелц. энергия отрицательна и зависит от концентрации частиц. При $T=0$ К зависимость полной энергии от концентрации имеет минимум, к-рый определяет энергию осн. состояния и равновесную плотность частиц в конденсированной фазе. Э.-д.ж. стабильна по отношению к экситонам, если энергия осн. состояния ниже энергии связи этих квазичастиц.

На рис. 1 приведена схема неравновесных энергетич. состояний, к к-рым относятся электроны, дырки, экситоны и электронно-дырочные каналы (ЭДК) в полупроводнике.

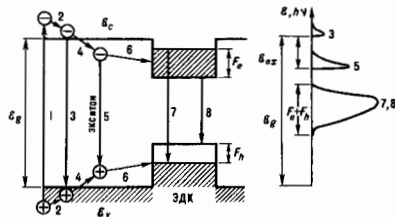


Рис. 1. Схема неравновесных энергетических состояний в полупроводнике и физический механизм образования электронно-дырочной жидкости.

Справа приведена схема спектрального распределения интенсивности излучения фотонов, рождающихся при рекомбинации неравновесных носителей. Фотолуминесценция является осн. методом исследований Э.-д.ж. в полупроводниках.

При поглощении полупроводником фотона с энергией, большей ширины запрещённой зоны E_g электрон переходит в возбуждённое состояние в зону проводимости, а в ва-

лентной зоне образуется положительно заряж. дырка (1). В результате взаимодействия с фонами электроны и дырки термализуются за время $t < \tau$, где τ — время жизни ЭДП (2). Часть ЭДП может рекомбинировать, испустив фотон (3). При низких темп-рах большая часть ЭДП связывается в экситоны (4). При рекомбинации электрона и дырки в экситоне рождается фотон (5) с энергией, меньшей на энергию связи в экситоне $\Delta\epsilon = \epsilon_g - \epsilon_{ex}$. При взаимодействии экситоны могут конденсироваться в капли Э-д. ж. (6). При рекомбинации носителей заряда в ЭДК (7, 8) фотоны испускаются в широкой полосе энергий; 3, 5, 8 — рекомбинац. излучение свободных ЭДП, экситонов и ЭДК; F_n , F_k — энергии ферми-электронов и дырок.

Образующаяся конденсированная фаза Э-д. ж. — представляет собой систему макроскопически большого числа частиц, связанных внутр. силами взаимодействия. Она обладает определ. равновесной плотностью (концентрацией ЭДП) n_1 и устойчивой резкой границей с газовой фазой. От обычной электронно-дырочной плазмы и газа экситонов Э-д. ж. отличается тем, что не имеет тенденции расплываться по всему образцу, занимает лишь огранич. объем $V_1 = N_1/n_1$, где N_1 — полное число частиц в жидкой фазе. Если концентрация генерируемых ЭДП недостаточна, чтобы Э-д. ж. заполнила весь объем образца (это условие реально всегда выполняется), она существует в виде сферич. ЭДК.

Образование Э-д. ж. можно проиллюстрировать на схематической фазовой диаграмме (рис. 2). Обычно диаграмма газ — жидкость строится в координатах давления

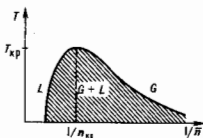


Рис. 2. Фазовая диаграмма для системы неравновесных носителей заряда в полупроводнике.

и темп-ры. Для системы неравновесных носителей в полупроводниках кристаллах удобнее на плоскости переменных воспользоваться зависимостью ср. концентрации ЭДП $\bar{n} = N/V$ в возбуждаемом объеме V от темп-ры T . В интервале темп-р ниже критической $T_{кр}$ в правой части диаграммы (область G) носители существуют в виде слабой ионизованной экситонного газа. Слева от заштрихованной части — область L пространственно однородной Э-д. ж. Заштрихованная область ограничивает значения параметров, при к-рых происходит расхождение на две фазы — ЭДК с равновесной плотностью $n_1(T)$, окруженные газом экситонов, бикситонов и свободных носителей с равновесной плотностью $n_0(T)$. При $T_{кр}$ исчезают различия между газом и жидкостью, и уже при таких плотностях и не происходит фазовый переход, т. е. увеличение концентрации неравновесных носителей при увеличении уровня возбуждения происходит непрерывным образом. Значение $T_{кр}$ определяется энергией связи частиц ЭДП в Э-д. ж. Величина $T_{кр}$ определена из многочисл. экспериментов, составляет ок. 6,5 К для Ge и 28 К для Si. Т. о., в этих полупроводниках Э-д. ж. может существовать лишь при низких темп-рах. Осн. параметры конденсированной фазы и области ее существования имеют следующие порядки величин: $n_{кр} \sim n_1 \sim a_{ex}^{-3}$, $\Delta\epsilon \sim \epsilon_{ex} \sim 10kT_{кр}$, т. о., ср. расстояние между частицами в Э-д. ж. $\sim a_{ex}$, а ср. энергия связи на одну ЭДП $\sim \epsilon_{ex}$.

Конкретный вид фазовой диаграммы экситонной газ — Э-д. ж. зависит от особенностей электронного спектра полупроводника (многодолинная и однодолинная структура зон, наличие вырождения зон), отношения эфф. масс электрона и дырки m_e/m_h , отношения времени жизни носителей и времени их термализации.

Результаты многочисл. детальных теоретич. и эксперим. исследований условий образования Э-д. ж., фазовых диаграмм, кинетики конденсации экситонов и необычных свойств конденсированной фазы приведены в ряде обзоров

и монографий [6—8]. Наиб. детально физ. свойства Э-д. ж. исследованы в кристаллах Ge и Si. Благодаря особенностям электронного спектра этих полупроводников прямая рекомбинация электронов и дырок запрещена, что приводит к относительно большим (для чистых Ge и Si) значениям времени жизни неравновесных носителей. Это позволяет достаточно легко в широких пределах изменять концентрацию ЭДП и экситонов. Кроме того, т. н. многодолинная зонная структура этих полупроводников оказывается решающим фактором, существенно облегчающим образование Э-д. ж.

Многодолинная зонная структура означает, что благодаря симметрии кристалла в нём существует несколько эквивалентных групп электронов или дырок. Кроме Ge и Si такой зонной структурой обладают кристаллы GaP, с соединения группы $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$ и др. Оказывается, что в этом случае значения n_1 , $\Delta\epsilon$ и $T_{кр}$ существенно больше, чем они были бы в полупроводнике с теми же значениями эфф. масс и диэлектрич. проницаемости, но с простым однодолинным энергетич. спектром для электронов и для дырок. Это обусловлено тем, что полная энергия частиц в Э-д. ж. складывается из двух энергий: кинетической (фермиевской) и потенциальной (кулоновского взаимодействия). Равновесная плотность определяется из условия минимума полной энергии, т. е. баланса этих двух вкладов.

При заданной неизменной концентрации частиц переход от однодолинной зонной структуры к многодолинной нарушает этот баланс, поскольку энергия Ферми определяется числом частиц в каждой долине и при увеличении числа долин должна существенно уменьшаться. Потенц. энергия зависит в осн. только от ср. расстояния между частицами, т. е. от их полной концентрации, и должна остаться практически неизменной. При этом произойдет самопроизвольное сжатие системы, к-рое будет продолжаться до тех пор, пока при новом более высоком значении плотности жидкой фазы рост энергии Ферми снова не компенсирует дальнейшее увеличение взаимодействия. В этом новом положении равновесия концентрация и энергия связи частиц в Э-д. ж. могут быть существенно больше, чем в начальном.

Т. о., многодолинная зонная структура значительно увеличивает стабильность Э-д. ж. и область ее существования на плоскости (n, T) . Справедливости этого утверждения была подтверждена эксперим. наблюдением за поведением Э-д. ж. в условиях одноосной деформации Ge и Si, когда при разл. направлениях деформации удаётся получить разл. члены эквивалентных долин и т. о. в широких пределах изменять параметры Э-д. ж.

Существование Э-д. ж. экспериментально доказано для мн. полупроводников, в т. ч. с однодолинным и относительно изотропным энергетич. спектром (напр., GaAs, CdS, CdTe). Однако условия образования Э-д. ж. в этом случае оказываются гораздо более жесткими.

Установлено, что из-за отсутствия тяжёлой частицы в экситоне (и соответственно больших амплитуд нулевых колебаний) связь экситонов в бикситоне оказывается весьма слабой. По теоретич. оценкам, подтверждённым экспериментом, при различии масс электрона и дырки в пределах одного порядка энергия диссоциации бикситона $\epsilon_{ex} < \epsilon_{ex}$. Этим обстоятельством объясняется то, что Э-д. ж. в полупроводниках, в отличие от жидкого водорода, не является молекулярной жидкостью, а, подобно жидким щелочным металлам, имеет вид «атомарной» металлической жидкости, в к-рой не существует ни экситонных молекул, ни экситонов, а электроны и дырки полностью делокализованы и свободны, подобно электронам в металлах. Они могут перемещаться независимо друг от друга внутри объёма, занимаемого Э-д. ж., и покидают этот объём, если им сообщается дополнит. энергия, превышающая т. н. работу выхода. Кроме того, и электроны, и дырки оказываются вырожденными во всей области существования конденсированной фазы. Т. о., Э-д. ж. является вырожденной двухкомпонентной ферми-жидкостью. Другим важным следствием отсутствия в Э-д. ж. тяжёлых частиц является то, что такая жидкость не кристаллизуется, т. е. не

образует «твёрдой» фазы при $T=0$. Если бы кристаллизация произошла, амплитуда нулевых колебаний частиц около положения равновесия в «твёрдой» фазе должна была бы быть порядка $a_{2,2}$, т.е. порядка расстояния между частицами. Это по любым существующим критериям *плавления* должно привести к плавлению уже при нулевой темп-ре.

Следует заметить, что теоретически существует возможность образования т.н. экзитоной жидкости. Это могло бы иметь место, если бы в экзитоне отношение m_e/m_h было много больше 10. В этом случае формирующиеся бизэитоны могли бы образовывать диэлектрич. молекулярную жидкость, подобную жидкому водороду [7]. Однако многочисл. попытки эксперим. обнаружения конденсации бизэитонов в полупроводниковых кристаллах до сих пор не увенчались успехом.

Из всех известных жидкостей Э.-д. ж. имеет наименьшую плотность массы $(m_e + m_h)n_e \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ кг·м⁻³; т.о. ЭДП обладает не истинной, а *эффективной массой*, к-рой определяет инерционные свойства Э.-д. ж., но не к-во вещества. Благодаря малой плотности и малой энергии связи Э.-д. ж. чувствительна к внеш. воздействиям, напр. деформации кристалла, электрич. и магн. полям и др. Э.-д. ж. способна легко ускориться и течь внутри кристалла, однако в силу её электростратности это движение не только не сопровождается электр. током, но и к-л. переносом вещества. Если экзитон рассматривать как квант энергии возбуждения, то Э.-д. ж. есть иространственно сконцентрированная энергия возбуждения с плотностью $n_e \delta_e \sim 10^4 - 10^6$ Дж·м⁻³, к-рая может переноситься по кристаллу.

Способность легко перемещаться внутри кристалла без к.-л. его нарушений является одной из интересных особенностей ЭДК, отличающей их от любых др. макроскопич. образований и демонстрирующей её квантовую природу. С этой особенностью связаны мн. свойства Э.-д. ж. Высокая подвижность ЭДК наиб. наглядно была продемонстрирована в экспериментах с неоднородно деформированными кристаллами Ge. Ширина запрещённой зоны δ_e (и, следовательно, энергия покоящейся ЭДП) зависит от деформации, поэтому в неоднородно деформированных кристаллах энергия каждой ЭДП различна в разных точках. Это эквивалентно наличию нек-рой потенц. энергии, пропорциональной локальной деформации, или сил, пропорциональных градиенту деформации. При сравнительно невысоких одноосных неоднородных деформациях удаётся наблюдать перемещение ЭДК на расстояние до 10^{-2} м со скоростями, приближающимися к скорости звука в кристалле. В то же время при тех же условиях дрейф отдельных ЭДП и экзитонов практически отсутствует. Высокая подвижность объясняется ещё одной удивительной особенностью каналь Э.-д. ж. При своём движении макроскопич. ЭДК обладают очень малым «трением» о кристаллич. решётку. Взаимодействие с колебаниями решётки сопряжено с изменением энергии электрона, а поскольку электроны и дырки в ЭДК вырождены, то в процессе расщепления на фононах из общего числа носителей может участвовать лишь небольшая часть электронов и дырок, энергия к-рых близка к энергии Ферми.

Благодаря способности ЭДК легко перемещаться по кристаллу Э.-д. ж. всегда существует в кристаллах в виде облака отд. каналь. Осн. причиной этого является неравновесность системы Э.-д. ж.—экзитоны. Для своего существования она требует внеш. возбуждения (чаще всего это свет), большая часть энергии к-рого диссипирует в тепло, т.е. в фононы. Фононы испускаются в области, где происходит генерация носителей с последующей их термализацией и рекомбинацией. Интенсивными источниками фононов (фононого ветра) являются и ЭДК, в к-рых концентрируется энергия возбуждения.

Фононные нотки частично переполняются носителями, передавая им энергию и импульс. Ср. импульс, передаваемый каждому носителю за единицу времени, эквивалентен нек-рой эфф. силе, пропорциональной плотности нотки фононов и совпадающей с направлением его распространения. Результатом действия фононого ветра оказывается неустойчивость больших объёмов Э.-д. ж. Ин-

тенсивность фононого ветра возрастает пропорционально линейному размеру ЭДК. Если размер каналь достигает критич. радиуса R_c , то сила, создаваемая фононом ветром, превышает неустойчивость натяжения и каналь делится на две с меньшими размерами. Поэтому измеренные макс. размеры ЭДК в Ge не превышают 10 мкм, а в Si, где плотность Э.-д. ж. существенно выше, — 2 мкм. Независимое существование фононого ветра и большая подвижность ЭДК в обычных условиях приводят к их разлёту из области возбуждения. Однако за счёт той же подвижности, использованной неоднородную статическую деформацию спец. вида, имеющую максимум внутри кристалла, оказалось возможным создавать удерживаемые напряжениями гигантские каналь диаметром до 1 мм. Фотография, изображающая таких каналь удаётся получить, используя их собственное рекомбинац. излучение.

Благодаря тому что область деформации находится не на поверхности кристалла, где скорость рекомбинации носителей всегда высока, а плотность гигантских каналь благодаря деформации примерно в неск. раз ниже, чем плотность Э.-д. ж. в недеформированном Ge или Si, время жизни τ ЭДП в таких каплях достигает рекордных величин — ок. 1 мс в Ge и 1 мкс в Si. Большие объёмы Э.-д. ж. и высокие значения τ в таких ЭДК позволили с достаточной точностью измерить важнейшие параметры металлич. Э.-д. ж., в т.ч. электропроводность и подвижность носителей, к-рые не удавалось непосредственно измерить в обычных условиях существования ЭДК. При исследовании гигантских каналь были обнаружены такие новые явления, как магнитолазменные бегущие волны, аналогичные альфеновским волнам в полуметаллах, и рекомбинац. намагничивание ЭДК в наст. магн. поле, приводящее к возрастанию магн. поля внутри каналь и переходу её в намагн. состояние. В результате намагничивания происходит сильное слищивание, к-рое оказывается энергетически выгодным при возрастании магн. момента в больших ЭДК.

Лит.: 1) Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, т. 2, Л., 1969, с. 1384—92; 2) Келдыш Л. В., Электроно-дырочные каналь в полупроводниках, «ФНЧ», 1970, т. 100, с. 514; 3) Pokrovskii Ya., Condensation of non-equilibrium charge carriers in semiconductors, «Phys. Stat. Sol. A», 1972, v. 11, p. 385; 4) Bagaev V. S., Properties of electronic-hole drops in germanium crystals, «Springer Tracts. Mod. Phys.», 1975, v. 73, p. 72; 5) Jeffries C. D., Electron-hole condensation in semiconductors, «Science», 1975, v. 189, p. 955; 6) The Electron-hole liquid in semiconductors, in: Solid state physics, v. 32. Advances in research and applications, Ed. H. Ehrenreich, F. Seitz, D. Turnbull, N. Y., 1977; Электроно-дырочная жидкость в полупроводниках, пер. с англ., М., 1980; 7) Electron-hole droplets in semiconductors, Ed. C. D. Jeffries, L. V. Keldysh, Amst.—[a.o.], 1983; Электроно-дырочные каналь и полупроводниках, под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша, М., 1988; 8) Мурзин В. Н., Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках, М., 1985, с. 109.

В. С. Багаев

ЭЛЕКТРОНО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД — то же, что *p-n-переход*.

ЭЛЕКТРОННОЕ ЗЕРКАЛО — электрич. или магн. система, отражающая пучки электронов и предназначенная либо для получения с помощью таких пучков электронно-оптич. изображений, либо для изменения направления движения электронов. В своей значит. части Э. з. — системы, симметричные относительно нек-рой оси (см. *Электронная и ионная оптика*). Электростатические осесимметричные Э. з. (рис. 1) используют для создания правильных электронно-оптич. изображений объектов. Если последний электрод такого Э. з. сплошной и электроны меняют направление движения непосредственно вблизи его поверхности, то можно получить увеличенное изображение микрорельефа этой поверхности. В зеркальном *электронном микроскопе* используются именно это свойство Э. з. Цилиндрические Э. з. с «духхерным» (не зависящим от координаты z) электрич. (рис. 2) или магн. полем применяют для изменения направления электронных пучков, причём для электронов, движущихся в ср. плоскости зеркала, угол падения равен углу отражения, аналогично

отражению луча света от оптич. зеркала. Т. н. трансаксиальные Э. з. (рис. 3) отличаются малыми aberrациями в направлении, параллельном ср. плоскости Э. з.

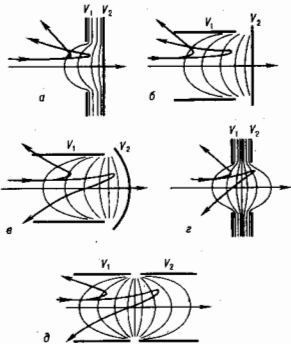


Рис. 1. Осесимметричные двухэлектродные электронные зеркала: V_1 и V_2 — потенциалы электродов. Тонкие линии — сечения эквипотенциальных поверхностей плоскостью рисунка. Линии со стрелками — траектории электронов с разной энергией. Зеркала а и б всегда рассеивающие. Зеркала в, г и д могут быть как рассеивающими, так и собирающими.

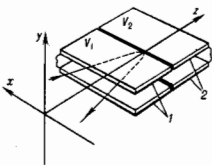


Рис. 2. Электростатическое цилиндрическое электронное зеркало: 1 и 2 — электроды с потенциалами V_1 и V_2 .

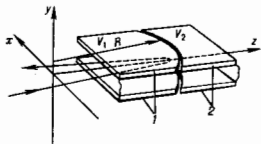


Рис. 3. Электростатическое трансаксиальное электронное зеркало: 1 и 2 — электроды с потенциалами V_1 и V_2 ; R — радиус кривизмы зазора между электродами.

Лит.: Глазер В., Основы электронной оптики, пер. с нем., М., 1957; Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, 3 изд., Л., 1968.

В. М. Кельман, И. В. Родионова.

ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ — снижение эфф. темп-ры пучка ионов или протонов, циркулирующих в вакуумной камере ускорителя или накопителя, происходящее в результате столкновений с электронами, движущимися вместе с пучком и имеющими мисьющую темп-ру. Г. И. Будкер предложил в 1960 использовать Э. о. для уменьшения эмиттансы пучков тяжёлых частиц.

Идея метода заключается в следующем. В одном из прямолинейных промежутков вакуумной камеры накопителя, в к-рой циркулирует пучок тяжёлых частиц, напр. протонов, параллельно протонному пучку пропускается

интенсивный пучок электронов, имеющих ту же ср. скорость и малый разброс по импульсам (малую темп-ру). На общем участке траектории «горячий» газ протонов обменивается энергией с «холодным» электронным газом в результате кулоновских столкновений и охлаждается. Это ведёт к уменьшению фазового объёма протонного пучка по всем степеням свободы и пучок сжимается. Охлаждение продолжается до тех пор, пока темп-ра протонов не станет равна темп-ре электронного пучка. Установившийся угл. разброс θ_0 в протонном пучке оказывается меньше разброса электронов θ_e в $\sqrt{M/m}$ раз: $\theta_0 = \sqrt{m/M}\theta_e$. Так как θ_e может быть $\sim 10^{-3}$, то угл. разброс для протонов можно понизить до 10^{-5} .

ЭЛЕКТРОННОЕ СРОДСТВО — см. Средство к электрону.

ЭЛЕКТРОННО-ИОННАЯ ЭМИССИЯ — испускание ионов поверхностью твёрдого тела при её облучении потоками электронов. Бомбардировка электронами с энергией до неск. кэВ и плотностью тока электронов до 10^{-3} А/см² не изменяет атомную структуру поверхности, следовательно, не приводит к эмиссии атомов или ионов. Исключение составляют некр-ые диэлектрич. и полупроводниковые соединения с поляризованной связью атомов. Однако и для металлов энергии электронов достаточно для разрыва связи между поверхностными атомами и частями (атомами, молекулами), адсорбированными на поверхности (см. Адсорбция). Эксперим. определение кол-ва и состава частиц, десорбированных с поверхности материала под воздействием медленных электронов (10 — 1000 эВ), дежит в основе метода электронно-стимулированной десорбции ионов (ЭСДИ).

Кол-во и заряд частиц, покидающих поверхность при ЭСДИ, зависят от энергии электронов, атомной и электронной структуры поверхности, а также от свойств адсорбированных атомов и молекул. Из-за большого различия масс электронов и ядер прямая передача энергии при их упругих взаимодействиях не приводит к ЭСДИ. Осн. числ. в процессах ЭСДИ имеют электронные возбуждения, обусловленные неупругими взаимодействиями первичных электронов и адсорбированных частиц. Переход адсорбированной частицы в возбуждённое состояние не всегда приводит к ЭСДИ. Только при диссоциации молекулы некр-ые из составляющих её частиц получают энергию, достаточную для ЭСДИ. Общее кол-во десорбированных ионов определяется процессами нейтрализации отлетающего иона вблизи поверхности.

Измерения ЭСДИ производят масс-спектрометрич. методами с учётом энергий и направлений выхода ЭСДИ. Энергия десорбируемых ионов содержит информацию об энергии связи, а направление выхода — о направлении связей адсорбированных частиц с атомами поверхности.

Энергия десорбированных ионов не превышает неск. эВ и измеряется с помощью энергоанализаторов. Для определения направления выхода ЭСДИ энергоанализатор поворачивают относительно бомбардирующей электронами поверхности твёрдого тела. Определение кол-ва, массы, энергии и направления выхода десорбированных ионов осуществляется в сверхвысоком вакууме, т. к. сечение ионизации молекул остаточных газов электронным ударом значительно превышает сечение ЭСДИ.

При энергии бомбардирующих электронов более 26 кэВ и плотности тока электронов более 20 А/см² наблюдается испускание ионов материала поверхности некр-ых металлов, т. н. высоковольтная Э.-и. э. В основе этого эффекта лежит радиац. смещение атомов металла на некр-ой глубине под поверхностью в зоне макс. поглощения энергии бомбардирующих электронов. При энергии электронов 26,1 кэВ и выше практически независимо от сорта металла зона распространяется на поверхность, что сопровождается эфф. образованием и эмиссией ионов материала поверхности со степенью ионизации, достигающей более 85—90% экстрагируемого вещества поверхности металла. Высоковольтная Э.-и. э. используется для масс-спектрометрич. определения хим. состава сплавов и для изучения

кинетики выделения примесей при плавнении металла (см. *Масс-спектрометр*).

Лит.: Смиян О. Д. [и др.]. О некоторых особенностях ионизации вещества при бомбардировке интенсивным электронным пучком. «Радиотехника и электроника», 1972, т. 17, № 7, с. 1465; Моррисон С., Химическая физика поверхности твердого тела, пер. с англ., М., 1980; Черепин В. Т., Васильев М. А., Методы и приборы для анализа поверхности материалов, К., 1982.

В. Т. Черепин.

ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — то же, что *вибронное взаимодействие*.

ЭЛЕКТРОННО-КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ — молекулярные спектры, возникающие при одновременном изменении электронной и колебат. энергий молекулы.

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ПРИБОРЫ — электронные электровакуумные приборы, в к-рых для индикации, коммутации и др. целей используется поток электронов, сконцентрированный в форме луча или пучка лучей. Э.-л. п., имеющей форму трубки, вытянутой в направлении луча, наз. электронно-лучевыми трубками (ЭЛТ).

Э.-л. п. являются преобразователями информации (сигналов) и по виду преобразования разделяются на следующие группы: преобразующие электрич. сигнал в видимое изображение — приёмные ЭЛТ (осциллографы, телевизоры, киноскопы) и индикаторные, используемые в радиолокац. системах и в устройствах вывода информации из ЭВМ; преобразующие видимое изображение в электрич. сигнал — передающие ЭЛТ, используемые для передачи телевизионного изображения (см. *Телевидение*); запоминающие ЭЛТ, предназначенные для записи сигналов и последующего воспроизведения записанной информации в виде электрич. сигналов, оптич. изображения или того и другого. К Э.-л. п. относят также *электронно-оптические преобразователи*, предназначенные для смещения изображения из одной спектральной области в другую с помощью электронного пучка.

Широкое распространение Э.-л. п. имеют благодаря ряду свойств, присущих *электронному пучку*. Наиб. важным является его практическая безынерционность, позволяющая использовать Э.-л. п. для исследования быстропротекающих процессов: с помощью электронного осциллографа можно зарегистрировать различно два импульса с интервалом $\leq 0,1$ мкс. Это свойство объясняется очень малой массой электрона, что позволяет небольшим изменениям электрич. поля сообщать электронам очень большие ускорения. Воздействием поперечных электрич. и магн. полей можно практически мгновенно изменить направление движения электронов, отклонять или поворачивать электронный луч — управлять им.

Одним из осн. показателей качества Э.-л. п. является объём информации, преобразуемой без ущерба искажений. Макс. объём информации, воспринимаемой на экране приёмной трубки или воспринимаемой мишенью передающей и запоминающей трубки, определяется *разрешающей способностью* прибора. Напр., разрешающая способность *кинескопа* оценивается кол-вом отдалёно различимых светящихся строк, укладываемыхся на рабочей поверхности экрана. Разрешающая способность, при прочих равных условиях, будет тем выше, чем меньше сечение электронного луча в плоскости приёмника.

В Э.-л. п. можно выделить три осн. конструктивных узла: электронный прожектор, формирующий электронный луч; отклоняющие системы, перемещающие электронный луч в пространстве; экран или мишень, являющиеся приёмником электронов луча.

Электронные прожекторы в зависимости от вида Э.-л. п. формируют электронные пучки с токами от единиц мкА (приёмные ЭЛТ высокого разрешения и передающие телевизор. трубки) до неск. мА (цветные киноскопы с большим экраном) и с энергиями электронов от неск. сотен эВ (миниатюрные осциллографич. трубки) до неск. десятков кэВ (процессионные киноскопы).

В большинстве Э.-л. п. используются пучки круглого сечения, для формирования к-рых применяют осесимметричные электрич. и магн. поля *электронных линз*. Элек-

тронно-оптич. система совр. электронных прожекторов содержит две (иногда три и более) электронные линзы. Ближайшая к катоду линза — электростатическая, её поле ускоряет электроны; последующие линзы могут быть электростатическими или магнитными. Целесообразность использования двух линз вытекает из требования получения электронного пучка возможно меньшего сечения.

Ток луча прожекторов невелик, а энергия электронов, определяемая ускоряющим напряжением, достаточно велика, поэтому преванс ($I/U^{3/2}$) в области формирования луча в большинстве случаев не превышает 10^{-8} А/В^{3/2}, что позволяет использовать законы геом. электронной и ионной оптики; только в прикатодной области необходимо учитывать *пространственный заряд*.

На рис. 1 приведены электронно-оптические схемы однолинзового (а) и двухлинзового (б) прожекторов, где О — плоскость отображаемого объекта (катода), И — плоскость изображения (экрана), Л — линзы, r_1 — радиусе объекта, r_2 — радиус изображения, γ_1 и γ_2 — апертурные углы со стороны объекта и изображения; U_1 и U_2 — потенциалы в пространствах объекта и изображения.

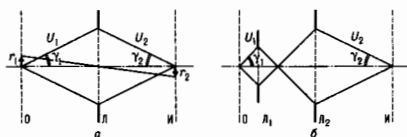


Рис. 1. Электронно-оптические схемы однолинзового (а) и двухлинзового (б) электронных прожекторов: О — плоскость отображаемого объекта (катода); И — плоскость изображения (экрана); Л — линзы; r_1 и r_2 — радиусы объекта и изображения; γ_1 и γ_2 — апертурные углы со стороны объекта и изображения; U_1 и U_2 — потенциалы в пространствах объекта и изображения.

тронно-оптич. система совр. электронных прожекторов содержит две (иногда три и более) электронные линзы. Ближайшая к катоду линза — электростатическая, её поле ускоряет электроны; последующие линзы могут быть электростатическими или магнитными. Целесообразность использования двух линз вытекает из требования получения электронного пучка возможно меньшего сечения.

Ток луча прожекторов невелик, а энергия электронов, определяемая ускоряющим напряжением, достаточно велика, поэтому преванс ($I/U^{3/2}$) в области формирования луча в большинстве случаев не превышает 10^{-8} А/В^{3/2}, что позволяет использовать законы геом. электронной и ионной оптики; только в прикатодной области необходимо учитывать *пространственный заряд*.

На рис. 1 приведены электронно-оптические схемы однолинзового (а) и двухлинзового (б) прожекторов, где О — плоскость отображаемого объекта (катода), И — плоскость изображения (экрана), Л — линзы, r_1 и r_2 — радиусы объекта и изображения; γ_1 и γ_2 — апертурные углы со стороны объекта и изображения; U_1 и U_2 — потенциалы в пространствах объекта и изображения.

углы со стороны объекта и изображения. Используя теорему Лагранжа — Гельмгольца $r_1 n_1 \gamma_1 = r_2 n_2 \gamma_2$ и учитывая, что в электронной оптике роль показателей преломления n_1 и n_2 играют $\sqrt{U_1}$ и $\sqrt{U_2}$, для величин изображения имеем

$$r_2 = r_1 \sqrt{U_1} \gamma_1 / \sqrt{U_2} \gamma_2. \quad (1)$$

Для получения малого радиуса луча r_2 в плоскости экрана необходимо уменьшить числитель и увеличить знаменатель и (1). Уменьшение радиуса катода r_1 приводит к уменьшению тока луча, уменьшение U_1 — потенциала в прикатодной области — к увеличению влияния нач. скорости электронов, хроматической абберации линзы и расталкивающего действия пространств. заряда, уменьшение γ_1 — к ограничению тока. Увеличение U_2 ограничено электрич. прочностью прибора и условиями эксплуатации, увеличение γ_2 возможно за счёт уменьшения расстояния от экрана до линзы, при этом ограничивается возможность размещения между линзой и экраном достаточно чувствительной отклоняющей системы; всё это приводит к невозможности получения удовлетворит. результатов при применении однолинзовой формирующей системы.

Применяя двухлинзовую систему, можно уменьшить изображение катода за счёт увеличения γ_2 . Кроме того, вторую линзу можно «настроить» так, что на экране изображается не катод, а скрещение (кроссовер) — наименьшее сечение пучка, образующееся между первой линзой и создаваемым ею изображением катода. Теоретич. радиус кроссовера может быть сколь угодно малым, практически же из-за разброса нач. скоростей электронов, кулоновского расталкивания и абберации линзы кроссовер имеет конечный радиус, но в десятки и сотни раз меньший радиуса катода. Понятие «радиус скрещенния» условно, т. к. плотность тока сходает постепенно из-за разброса нач. скорости электронов. Принято считать радиусом кроссовера расстояние от оси, на к-ром плотность тока $\approx 0,1$ от значения на оси. Экспериментально определённый радиус скрещенния составляет 10 — 100 мкм.

Во мн. типах приёмных ЭЛТ, напр. в кинескопах, используют трёхлинзовые проекторы, в к-рых между первой линзой, формирующей скрещение, и линзой, отображающей скрещение на экране, помещается третья, сравнительно слабая линза, уменьшающая угол расхождения пучка за кроссовером. Это приводит к уменьшению изображения кроссовера и уменьшению диаметра пучка в области отображающей линзы, что уменьшает её геом. aberrации. Совр. проекторы при токах пучка в неск. мкА позволяют получать светящиеся пятно на экране диам. ≤ 10 мкм.

Током пучка управляют, изменяя потенциал диафрагмы, наз. модулятором и расположенной между катодом и ускоряющим электродом (анодом). Три электрода — катод, модулятор и ускоряющий электрод — образуют первую линзу электронного проектора. Для достаточно эффективного отбора электронов с катода поле, создаваемое ускоряющим электродом, должно доходить до поверхности катода. Изменение потенциала модулятора приводит к изменению тока луча. Управляющее действие модулятора аналогично действию управляющей сетки электронной лампы, но в отличие от последней потенциал модулятора влияет также на величину площади поверхности катода, у к-рой имеется ускоряющее поле. Это приводит к более сильной зависимости тока от напряжения модулятора. График зависимости тока катода (или тока луча) от напряжения модулятора, наз. модуляционной характеристикой проектора, приблизительно описывается параболич. законом с показателем степени $\approx 5/2$.

Первая линза проектора, ускоряющая электроны, может быть только электростатической, вторая и последующие могут быть электростатическими (иммерсионными или одиночными) или магнитными. Проекторы, все линзы к-рых являются электростатическими, наз. проекторами с электростатич. фокусировкой; проекторы, имеющие хотя бы одну магн. линзу, наз. проекторами с магн. фокусировкой (рис. 2).

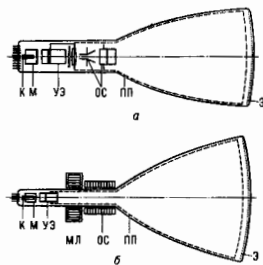


Рис. 2. Схема приёмных ЭЛТ с электростатической (а) и магнитной (б) фокусировкой и отклонением луча: К — катод; М — модулятор; УЭ — ускоряющий электрод; ОС — отклоняющие системы; МЛ — магнитная линза; ПП — проводящее покрытие; Э — экран.

Отклоняющие системы (ОС). Э.-л. п. должны обеспечивать совмещение электронного луча с любой точкой поверхности экрана или мишени. Это достигается использованием двух отклоняющих элементов, смещающих луч во взаимно перпендикулярных направлениях. ОС должны быть линейными — величина смещения луча в плоскости экрана пропорциональна величине отклоняющего фактора. ОС должны обладать достаточно большой чувствительностью — отклонение луча на заданную величину должно происходить при возможно меньшей величине отклоняющего фактора. ОС не должны заметно нарушать фокусировку — сформированный луч должен отклоняться как одно целое.

Для отклонения луча используют электростатич. и магн. ОС, представляющие собой примсрно одностороннее электр. или магн. поле, ориентированное по нормали к лучу (поперечное поле). В поперечном электр. поле электроны луча описывают параболич. траектории, в магнитном — дуги окружности. Угол, на к-рый отклонится луч по выхо-

де из отклоняющего электр. α_e или магн. α_m поля, определяется выражением

$$\operatorname{tg} \alpha_e = \frac{el}{mv_0^2} E; \operatorname{tg} \alpha_m = \frac{el}{mv_0} B, \quad (2)$$

где l — протяжённость области отклоняющего поля, v_0 — скорость электрона при входе в отклоняющее поле, E и B — напряжённости электрического и индукция магнитного поля.

Смещение следа электронного луча (светящегося пятна) на экране, при расстоянии от центра отклонения до экрана L , равно

$$h_e = \frac{IL}{2U_0} E = \frac{IL}{2bU_0} U_{\text{откл}}; h_m = \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{IL}{\sqrt{2U_0}} B = k \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{IL}{\sqrt{2U_0}} (nI_{\text{откл}}), \quad (3)$$

где b^{-1} и k — коэф. пропорциональности между E и B и отклоняющими факторами — отклоняющим напряжением ($U_{\text{откл}}$) электростатич. системы и камер-витками ($nI_{\text{откл}}$) магн. системы, U_0 — ускоряющее напряжение — разность потенциалов между катодом и выходным электродом проектора, определяющая скорость электронов при входе в отклоняющую систему. Величины

$$\epsilon_e = \frac{IL}{2bU_0} [\text{мм/В}] \text{ и } \epsilon_m = k \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{IL}{\sqrt{2U_0}} [\text{мм/А} \cdot \text{виток}] \quad (4)$$

наз. чувствительностью по отклонению — отношение величины смещения пятна на экране к величине отклоняющего фактора.

Теоретически ОС могут быть линейными и не нарушать фокусировку, поскольку все электроны луча отклоняются одинаково. Практически из-за наличия полей рассеяния за границами отклоняющих полей, конечного диаметра луча в пространстве отклонения, отличия потенциала в области отклонения от потенциала выходного электрода проектора, приводящего к изменению скоростей электронов луча при отклонении, реальные системы могут считаться линейными лишь при небольших углах отклонения (~ 10 – 15° при электростатич. отклонении). При больших углах отклонения линейность нарушается, фокусировка ухудшается, что ведёт к уменьшению разрешающей способности у краёв экрана.

Электростатич. ОС просты по устройству, не требуют затраты энергии на отклонение, имеют очень малые ёмкость и индуктивность, что делает их практически безинерционными вплоть до сотен МГц. Недосток их — нарушение фокусировки на краях экрана. Магн. ОС более линейны, меньше влияют на фокусировку, но сложны по устройству, требуют затраты энергии для отклонения луча и за счёт большой индуктивности отклоняющих катушек могут использоваться только на сравнительно низких частотах (15–20 кГц). Чувствительность по отклонению у электростатич. систем $\sim U_0^{-1}$, а у магн. систем пропорц. $U_0^{-1/2}$, т. е. повышение ускоряющего напряжения проектора приводит к существенно меньшему снижению чувствительности магн. отклонения по сравнению с электростатическим.

При очень высоких частотах отклоняющих сигналов даже при использовании электростатич. ОС снижается чувствительность и искажается форма наблюдаемого сигнала. Поэтому для осциллографирования СВЧ-процессов используют ОС с бегущей волной. В этих системах отклонение луча осуществляется полем СВЧ-волны, бегущей вдоль спирали с фазовой скоростью, во столько раз меньшей скорости света, во сколько шаг спирали меньше длины её витка. При ускоряющем напряжении проектора в неск. кВ можно сформировать луч со скоростью электронов, равной фазовой скорости бегущей волны. При этом электроны луча, проходящие вблизи спирали, будут всё время находиться в одной фазе отклоняющего напряжения, т. е. будет обеспечиваться длит. взаимодействие отклоняющего поля с электронами луча, что позволяет получить удовлетворит. чувствительность при мин. искажениях на частотах до неск. ГГц.

Прёмником электронов в Э.-л. п., преобразующих электр. сигнал в видимое изображение, является экран. Он состоит из подложки, к-рой в большинстве приёмных ЭЛТ является стеклянное дно вакуумной колбы прибора, и нанесённого на неё слоя люминофора, преобразующего кинетич. энергию электронов в световую энергию в видимой части спектра. В ряде приборов поверх слоя люминофора наносится проводящее покрытие — тонкий металл. слой. Экран должен достаточно эффективно преобразовывать энергию электронов в энергию светового излучения. Эта эффективность характеризуется энергетич. выходом η — отношением энергии излучения к энергии, приносимой на экран электронами луча. Техн. экраны имеют $\eta = 8-10\%$, наиб. эффективные — до $15-20\%$.

Свойства экранов в осн. определяются типом люминофора, но зависят также от толщины слоя и размеров зерна люминофора, способа нанесения и термич. обработки экрана. Эффективность техн. экранов характеризуют световой отдачей — отношением сил света, излучаемого экраном, к мощности возбуждающего свечения электронного луча. Световая отдача экранов ≈ 15 кд/Вт. Распространённым параметром экрана является яркость свечения:

$$B = A j (U_a - U_0)^n, \quad (5)$$

где A — размерный коэф. пропорциональности, j — плотность тока электронного луча, U_a — ускоряющее напряжение, U_0 — мин. ускоряющее напряжение, при к-ром возникает свечение, $n = 1,5-2,5$.

Яркость экранов небольших осциллографич. трубок составляет исх. кд/м², у высоковольтных проекционных кинескопов доходит до 10 кд/м². Параболич. зависимость яркости свечения от ускоряющего напряжения сохраняется до очень высоких U_a (> 100 кВ); линейная зависимость от плотности тока луча — только при небольших значениях j (до $0,1-0,2$ мА/см²); при больших значениях плотности тока наблюдается насыщение — рост j не приводит к пропорциональному увеличению яркости.

Большинство люминофоров имеет спектр излучения в виде полос, положение и интенсивность к-рых определяют видимый цвет свечения экрана. Варьируя хим. состав люминофора и вводимые в него примеси, можно получить экран с любым цветом свечения.

При попадании электронов луча на экран свечение возбуждается практически мгновенно ($10^{-8}-10^{-9}$ с), после прекращения электронной бомбардировки яркость спадает постепенно по экспоненц. или гиперболич. закону. Длительность послесвечения экрана ЭЛТ составляет $10^{-3}-10^{-2}$ с, индикаторные трубки с двухслойным люминофором имеют послесвечение до неск. секунд.

Кинетич. энергия электронов пучка идёт на возбуждение свечения, нагревание экрана и на возбуждение вторичной электронной эмиссии, к-рая является единств. механизмом отвода с диэлектрик. экрана заряда, приносимого электронами.

Эмиссионные свойства экрана описываются зависимостью коэф. вторичной эмиссии σ от энергии электронов луча. График этой зависимости имеет пологий максимум, в к-ром $\sigma > 1$; при малых и очень больших энергиях $\sigma < 1$. Значения энергии, при к-рых $\sigma = 1$, определяют критич. потенциалы — первый при малых энергиях (сотни эВ), второй — при больших энергиях (тысячи эВ). Эфф. отвод заряда с экрана возможен лишь при $\sigma \geq 1$. При $\sigma < 1$ на экране накапливается отрицат. заряд, при $\sigma > 1$ — положительный. В режиме $\sigma \geq 1$ ускоряющее напряжение проектора лежит в интервале между первым и вторым критич. потенциалами.

Для получения очень больших яркостей свечения применяют высокие ускоряющие напряжения, часто выше второго критич. потенциала экрана. При этом потенциал экрана принудительно поддерживают равным потенциалу выходящего электрода проектора, для чего поверх слоя люминофора наносится тонкий слой алюминия, соединяющий с выходящим электродом проектора. Алюминий слой к тому же наджно защищает экран от разрушения нонной

бомбардировкой. Поэтому большинство высоковольтных ЭЛТ имеют алюминированные экраны.

В запоминающих и передающих телевиз. трубках приёмником электронов является мишень — слой диэлектрика или полупроводника. В запоминающих трубках электронный луч создаёт на поверхности мишени «потенц. рельеф», характеризующий видимую информацию. В передающих телевиз. трубках мишень обладает фоточувствительностью и потенц. рельеф создаётся при иррадировании на неё оптич. изображением, а протеканием по мишени электронного луча преобразует потенц. рельеф в последовательные электрич. сигналы.

В зависимости от назначения Э.-л. п. его оси, узлы могут существенно различаться по устройству при сохранении функциональных признаков. Так, напр., в осциллографич. трубках чаще используют электростатич. фокусировку и отклонение, экраны с зелёным цветом и коротким послесвечением; в кинескопах — электростатич. фокусировку и магн. отклонение, алюминированные экраны; в индикаторных трубках — магн. фокусировку и отклонение, длительно светящиеся экраны и т. д.

Конструктивно электронные проекторы выполняются в виде набора электродов — круговых цилиндров и диафрагм с круглыми отверстиями, расположенных последовательно вдоль оси прибора. Эти электроды с разл. потенциалами образуют электронно-оптич. систему, формирующую луч. Магн. фокусирующие линзы имеют вид круглых катушек, заключённых в оболочку из ферромагнетика. Электростатич. ОС образуются двумя парами металлич. пластин, во мн. приборах однократно изогнутых. Магн. ОС выполняются в виде двух пар катушек, создающих взаимно перпендикулярные поля.

Электронно-оптич. системы проекторов и электростатич. ОС располагаются внутри герметичной колбы — оболочки прибора, в к-рой создаётся высокий вакуум ($\leq 10^{-6}$ мм рт. ст.). Магн. фокусирующие и отклоняющие системы размещаются снаружи на горловине трубки.

Лит.: Шерстиев Л. Г., Электронная оптика и электронно-лучевые приборы, М., 1971; Жигарев А. А., Шамаева Г. Г., Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы, М., 1982.

А. А. Жигарев.
ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ — искажения электронного изображения, создаваемые электростатич. и магн. линзами (см. *Электронные линзы*). Э.-о. а. по типу искажений аналогичны *абберациям оптических систем*. См. также *Электронная и ионная оптика*.

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ (ЭОП) — электрвакуумный прибор для преобразования невидимого глазом изображения объекта (в ИК-, УФ- и рентг. лучах) в видимое и для усиления яркости изображения.

В ЭОП (рис. 1) происходит двойное преобразование изображения: оптич. или рентг. изображение с помощью фотокатода 1 преобразуется в электронное, к-рое далее на люминесцентном экране 3 преобразуется в видимое или в изображение большей яркости. Испускаемые катодом

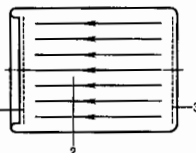


Рис. 1. Схема плоского электронно-оптического преобразователя: 1 — фотокатод; 2 — электронное поле; 3 — люминесцентный экран.

электроны ускоряются электр. полем 2 и приобретают энергию, достаточную для возбуждения свечения экрана. Так происходит усиление яркости изображения.

Спектральные характеристики чувствительности фотокатода и яркости свечения люминесцентного экрана могут иметь максимумы в разл. диапазонах длин волн, поэтому,

в общем случае, происходит перенос изображения из одной спектральной области в другую.

Если электроны, испускаемые отл. малым элементом фотокатода, переносятся электрич. полем на соответствующий малый элемент люминесцентного экрана, то на экране создается изображение, состоящее из множества светящихся элементов, геометрически подобное изображению, проецируемому на фотокатод. Поскольку ток с каждого элемента фотокатода пропорционален падающему на него световому потоку, а яркость свечения элементов экрана (при умеренной плотности тока) линейно связана с величиной приходящего на него тока, распределение яркости свечения по экрану достаточно точно воспроизводит распределение освещенности по фотокатоду. Т. е., изображение на экране и по форме и по яркости воспроизводит изображение, проецируемое на фотокатод.

Параметры ЭОП. Осн. параметром ЭОП является коэф. преобразования, или величина усиления светового потока η_0 , определяемая как отношение светового потока, излучаемого экраном Φ_2 , к световому потоку, падающему на фотокатод Φ_1 . При чувствительности фотокатода k_0 , ускоряющем (анодном) напряжении U_a и световой отдаче экрана k , коэф. преобразования

$$\eta_0 = \Phi_2 / \Phi_1 = k_0 k U_a.$$

ЭОП, используемые для усиления яркости изображения, характеризуются коэф. усиления яркости η_0 , определяемым как отношение яркости свечения экрана к освещенности фотокатода и измеряемым в $\text{кд/м}^2 \cdot \text{лк}$. При одинаковых размерах экрана и фотокатода (перенос изображения в масштабе 1:1) величины коэф. усиления яркости и коэф. преобразования связаны соотношением $\eta_0 = \eta_0 / \beta$. Для увеличения яркости свечения экрана при тех же значениях параметров k_0 , k , U_a часто используют перенос изображения с уменьшением. Если линейный размер (диаметр) экрана в $1/\beta$ раз (β — коэф. увеличения) меньше диаметра фотокатода, яркость свечения экрана возрастает в β^2 раз, т. е. коэф. усиления яркости увеличивается в β^2 раз (см. *Увеличение оптической*).

Вторым параметром ЭОП, характеризующим сохранение четкости изображения, является разрешающая способность R . Предел разрешения ЭОП оценивается наибольшим числом чередующихся светлых и темных полос (линий) штрихового тест-объекта на 1 мм изображения, видимых раздельно. Единица измерения предела разрешения — пара линий/мм. Качество изображения, создающегося на экране ЭОП, оценивается также сохранением контраста, определяемого как отношение разности яркостей наиб. светлых и наиб. темных участков изображения к сумме яркостей. При сохранении контраста возможно раздельное видение элементов изображения с незначительно различающимися яркостями.

К параметрам ЭОП относят также отношение сигнал/шум. Шум, наблюдаемый в виде беспорядочных флуктуаций яркости элементов экрана, объясняется статистич. природой выхода электронов из фотокатода и излучения квантов света экраном. При соизмеримости величин сигнала и шума изображение перестает быть различимым, поэтому величина шума определяет мин. освещенность объектов, необходимую для их наблюдения с помощью ЭОП.

Типы ЭОП. По способу переноса электронного изображения с фотокатода на люминесцентный экран ЭОП разделяются на три вида: ЭОП с параллельным переносом изображения однородным электростатич. полем (плоские ЭОП), ЭОП с электростатич. фокусировкой и ЭОП с магн. фокусировкой.

Простейшие ЭОП с плоскпараллельными фотокатодом и экраном и переносом изображения однородным электростатич. полем не получили распространения из-за ряда недостатков: сравнительно небольшого коэф. преобразования, недостаточной разрешающей способности, малой контрастности изображения. Увеличение η_0 и R повышением ускоряющего (анодного) напряжения ограничено возможностью электрич. пробоя и возникновения автоэлектронной эмиссии с катода. Снижение контрастности объяс-

няется оптич. обратной связью: излучение экрана освещает фотокатод, испускаемые катодом электроны возбуждают рассеянное свечение экрана (фон), снижающее контраст.

Наиб. распространение получили ЭОП с электростатич. фокусировкой, у к-рых изображение переносится неоднородным осесимметричным электростатич. полем — полем *электронной линзы*. В этих ЭОП полс иммерсионной (катодной) линзы формируется между фотокатодом и анодом, выполняемым обычно в виде усеченного конуса, обращенного меньшим основанием к катоду; потенциал анода равен потенциалу экрана, расположенного непосредственно за анодом. Линза собирает электроны, испускаемые каждой точкой фотокатода, в узкие пучки, к-рые на экране создают светящиеся изображение, геометрически подобное изображению, проецируемому на катод. ЭОП с фокусирующими системами создают достаточно хорошие изображения с разрешением в неск. десятков пар линий/мм. Линза переносит изображение с уменьшением в неск. раз, что увеличивает яркость свечения экрана в ≥ 10 раз; наличие анодного электрода с небольшим отверстием со стороны катода заметно уменьшает оптич. обратную связь, экранируя катод от засвечивания излучением экрана.

Разрешающая способность ЭОП с электростатич. фокусировкой и плоским катодом и экраном ограничивается aberrациями электронных линз: двумя геометрическими — астигматизмом и искривлением поверхности изображения — и хроматической, вызываемой разбросом скоростей и углов вылета электронов, испускаемых фотокатодом. Уменьшение aberrаций диафрагмированием в ЭОП принципиально невозможно, т. к. перенос изображения осуществляется широким электронным пучком, выходящим со всей поверхности катода и воспринимаемым всей поверхностью экрана. Aberrация наиб. заметно снижает предел разрешения на периферийной части экрана, но мере удаления от оси разрешения уменьшается в 10 – 15 раз. При использовании широких пучков проявляется также *дисторсия*.

Качество изображения улучшилось в ЭОП с фотокатодом и экраном вогнутой формы. Такие ЭОП с искривленными поверхностями объекта (катода) и изображения (экрана) позволяют получать при $\eta_0 \approx (3-5) \cdot 10^2$ предел разрешения до 40 – 50 пар линий/мм в центре и до 15 – 20 пар линий/мм у края экрана. Недостатком таких ЭОП является неудобство, связанное с необходимостью проецировать изображение на выпуклый фотокатод и рассматривать его на выпуклом экране.

Дальнейшее повышение η_0 было достигнуто совмещением двух преобразователей в одной вакуумной оболочке. В этих приборах между входным фотокатодом и выходным экраном устанавливается непрозрачная перегородка, на одной стороне к-рой (со стороны входного фотокатода) создается люминесцентный экран, а на другой (со стороны выходного экрана) — фотокатод, освещаемый через прозрачную перегородку светом, излучаемым внутр. экраном. Такие ЭОП имели $\eta_0 \sim 10^4$, предел разрешения до 50 пар линий/мм в центре и до 10 – 15 пар линий/мм у края экрана. Эти ЭОП не нашли широкого распространения из-за технол. трудностей, связанных с необходимостью получения в одном вакуумном объеме двух достаточно эффективных фотокатодов и двух люминесцентных экранов.

ЭОП значительно усовершенствовались с использованием плоско-вогнутых стекловолоконных пластин. Проецируемое на плоскую сторону входной волоконно-оптич. пластины (ВОП) изображение (рис. 2) без искажений переходит на её вогнутую сторону, на к-рой сформирован фотокатод. Электронной линзой изображение переносится на экран, созданный на вогнутой стороне выходной ВОП, а изображение наблюдается на её плоской стороне. Вогнутая форма катода и экрана позволяет перенести изображение с мин. искажениями. Одноканальные ЭОП с ВОП на входе и выходе наз. модульными ЭОП (модули) и широко используются в приборах ночного видения. Возможно создание двух- и трехмодульных ЭОП, в к-рых плоская сторона выходной ВОП первого модуля *оптическим кон-*

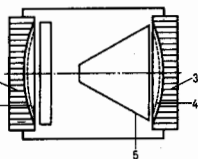


Рис. 2. Схема ЭОП с электростатической фокусировкой: 1—входная волоконно-оптическая пластина (ВОП); 2—фотокатод; 3—выходная ВОП; 4—экран; 5—анод.

тактом соединяется с входной ВОП второго модуля. Двухмодульные ЭОП обеспечивают усиление яркости до $(4-6) \cdot 10^3$ кд/м²·лк при разрешении в центре экрана до 50 пар линий/мм и до 25–30 пар линий/мм у краев экрана. При таких усилениях возможна регистрация вылета из фотокатола отд. электронов, поэтому дальнейшее усиление яркости нецелесообразно, т. к. не расширяет объема преобразуемой информации.

Наряду с усовершенствованием ЭОП с электростатич. фокусировкой совершенствовались плоские приборы. Особенно высокие параметры получены у плоских ЭОП (рис. 3), в к-рых перенос изображения с катода на экран осуществляется канальным вторичным электронным умножителем—микрочанальной пластиной (МКП). Микрочанальные пластины, изготовляемые из стекла с высоким коэф. вторичной эмиссии, усиливают проходящий сквозь каналы электронный поток в $\sim 10^3$ раз. За счёт усиления в МКП общий коэф. преобразования ЭОП достигает $(20-25) \cdot 10^3$ при разрешении до 40 пар линий/мм.

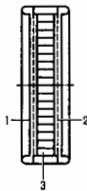


Рис. 3. Схема ЭОП с микрочанальной пластиной: 1—фотокатод; 2—экран; 3—микрочанальная пластина.

ЭОП с магн. фокусировкой не получили широкого распространения из-за громоздкости и большого веса магн. фокусирующих систем.

Рентг. ЭОП (РЭОП) существенно отличаются от оптических. В них происходит трёхкратное преобразование изображения: оптич. изображение, получаемое на первичном люминесцентном экране за счёт рентг. лучей, прошедших сквозь исследуемый объект, возбуждает фотоэлектронную эмиссию фотокатода; электронное изображение электрич. полем переносится на выходной люминесцентный экран, возбуждая его свечение. Первичный люминесцентный экран формируется на тонкой прозрачной плёнке, на обратной стороне к-рой создается фотокатод, что обеспечивает перенос изображения с первичного экрана на фотокатод с мин. искажениями. Электронное изображение с фотокатода переносится на экран с десятикратным уменьшением. Общее усиление в РЭОП достигает неск. тысяч кд/м²·лк.

В нек-рых типах ЭОП изображение регистрируется матрицей из электроночувствит. элементов (в количестве 10–100), используемой вместо люминесцентного экрана.

ЭОП применяются в ИК-технике, спектроскопии, медицине, ядерной физике, телевидении, для преобразования УЗ-изображения в видимое (см. *Визуализация звуковых полей*).

Лит.: Козельки В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 3 изд., М., 1985; Зайдель И. Н., Куренков Г. И., Электронно-оптические преобразователи, М., 1970.

А. А. Журавев.

ЭЛЕКТРОННО-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — см. *Электрон-фононное взаимодействие*.

ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫЕ ЛИВНИ (электронгнитные каскады, электронно-фотонные лавины)— группы генетически связанных частиц, обусловленные многократными последовательными актами взаимодействия электронов и фотонов высоких энергий с веществом. Электрон достаточно высокой энергии ϵ_0 , попадая на слой вещества,

испускает фотон (см. *Тормозное излучение*), к-рый в дальнейшем способен породить электрон-позитронную пару (см. *Рождение пар*) или испытать комптоновское рассеяние (см. *Комптона эффект*, *Гамма-излучение*). Компоненты пары вновь испускают тормозные фотоны и т. д. Процесс «размножения» частиц лавинообразно нарастает до тех пор, пока ср. энергия родившихся частиц не упадёт до критич. энергии ϵ (табл.), ниже к-рой ионизационные потери энергии преобладают над потерями на тормозное излу-

Вещество	Z	ϵ_0 , r/см ²	ϵ , МэВ
H ₂	1	61,28	25,1
C ⁺	6	42,70	74,5
Al	13	24,01	38,8
Cu	29	12,86	18,04
Pb	82	6,37	7,4
U	92	6,00	6,5
Воздух	(20° С, 1 атм)	36,66	67
Вода		36,08	71,8
Ядерная эмульсия		11,4	16,4

ние (*радиационными потерями*). После достижения максимума числа частиц, к-рое пропорционально ϵ_0/ϵ , лавина начинает затухать из-за поглощения частиц за счёт иониз. потерь.

Аналогичные лавины порождаются фотонами с энергией $\epsilon_0 > 2m_0c^2$, где m_0 —масса электрона, а также более тяжёлыми заряж. частицами, напр. мюонами, создающими тормозные фотоны или порождающими электрон-позитронные пары. Однако для тяжёлых (массивных) частиц сечения соответствующих процессов малы. Напр., сечение тормозного излучения обратно пропорционально квадрату массы m частицы: $(m_0/m)^2$.

Помимо продольного развития лавина расплывается в поперечном направлении из-за многократного кулоновского рассеяния электронов, причём поперечный размер Э-ф. л. много меньше продольного.

Как продольное, так и поперечное развитие Э-ф. л., резко зависит от ат. номера Z вещества. Однако если ввести спец. масштаб, то свойства Э-ф. л. в разл. веществах становятся близкими. Такими характерными переменными являются радиационное, или лавинная, единица длины l_0 (табл.) и т. н. мольеровский радиус $r_0 = (\epsilon_0/\epsilon)l_0$ ($\epsilon_0 = 21$ МэВ), определяющий среднеквадратичный радиус лавина $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \sim r_0$ и среднеквадратичный угол рассеяния $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim 0,7(\epsilon_0/\epsilon)l_0$ для частиц с энергией ϵ или $0,7(\epsilon_0/\epsilon)l_0$ для полного числа частиц вблизи максимума лавина и на больших глубинах l .

Каскадная теория. Теоретич. описание лавина состоит в нахождении числа электронов и фотонов с энергией ϵ на глубине l , т. е. ф-ций $\mathcal{P}(\epsilon, \delta, \epsilon, l, \theta)$ и $\Gamma(\delta, \epsilon, l, \theta)$. Для практич. целей часто достаточно знать зависимость ср. числа частиц от глубины, независимо от их угл. распределения, т. н. каскадную кривую. Эта кривая вычисляется путём решения кинетич. ур-ний

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial l} = 2 \int \Gamma(l, \epsilon', \delta_0) W_p(\epsilon', \delta) d\delta' + \int \mathcal{P}(l, \epsilon', \delta_0) W_e(\epsilon', \delta - \epsilon) d\delta' - \int \mathcal{P}(l, \epsilon, \delta_0) W_e(\epsilon, \delta) d\delta - \epsilon \frac{\partial \mathcal{P}(l, \epsilon, \delta_0)}{\partial \epsilon} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial l} = \int \mathcal{P}(l, \epsilon', \delta_0) W_e(\epsilon', \delta) d\delta' - \int \Gamma(l, \epsilon, \delta_0) W_p(\epsilon, \delta) d\delta' \quad (2)$$

Здесь $W_e(\epsilon', \delta)$ и $W_p(\epsilon', \delta)$ —соответственно вероятности процессов тормозного излучения и рождения пар фотонами, а член $\epsilon \partial \mathcal{P} / \partial \epsilon$ описывает иониз. потери.

Простейший путь решения ур-ний (2) основан на предположении о незначимости W_e и W_p от энергии и отсутствия иониз. потерь. В этом случае методом функциональных преобразований может быть найдено аналитич. решение в виде $N(t, \delta, \delta_0)$. Получаемый результат справедлив лишь в области энергий $\delta \gg 68Z^{-1/3}$ МэВ (условие полного экранирования) и $\delta \gg \epsilon$. В параметрич. форме выражение для ф-ции $N(t, \delta, \delta_0)$ имеет вид

$$N(\delta, \delta_0, t) = \frac{[H(s)/s](\delta_0/\delta)^s \exp[\lambda(s)t]}{\sqrt{2\pi\lambda'(s)t}}; \quad (3)$$

$$\lambda'(s)t + \ln(\delta_0/\delta) = 0. \quad (4)$$

Параметр s наз. возрастом ливня. При $t=0$ $s=0$, в максимуме каскада $s \approx 1$, за максимумом $s > 1$.

Из (3) следует, что спектр электронов степенной и зависит только от отношения (δ/δ_0) . Решения ур-ний (2) с учётом иониз. потерь при постоянных W_e и W_p для лёгких веществ позволяют найти полное число частиц с энергией $\delta > 0$. Для максимума каскадной кривой на рис. 1 число частиц

$$N_{\max}(\delta_0, 0, t_{\max}) = 0.3(\delta_0/c)/\sqrt{\ln(\delta_0/c)}, \quad (5)$$

$$t_{\max} = 1.01 \ln(\delta_0/c).$$

В максимуме ливня спектр вторичных частиц имеет вид $N(t_{\max}, \delta, \delta_0) \sim \delta_0/\delta$. Равновесный спектр $\mathcal{P}(\delta) = \int_0^\infty \mathcal{P}(t, \delta) dt$ близок по форме к спектру в максимуме ливня.

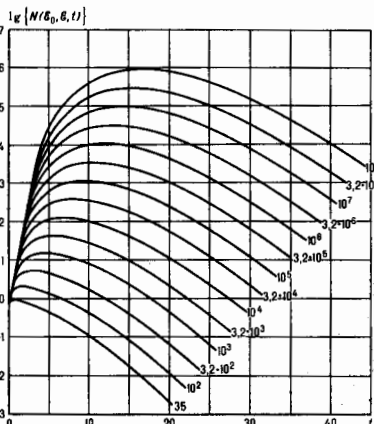


Рис. 1. Каскадные кривые в Рб для первичного фотона при различных первичных энергиях (в МэВ) и $\delta = 0$.

Ливни в тяжёлых веществах. В тяжёлых веществах (большая Z) образование вторичных частиц особенно эффективно (т. к. малая критич. энергия ϵ и велико значение δ_0/c). Однако решение задачи затруднительно, т. к. при малых ϵ сечение поглощения фотонов в тяжёлых веществах сильно зависит от энергии. Необходимо также учитывать рассеяние частиц. При относительно невысоких энергиях δ_0 для определения $\mathcal{P}(t, \delta)$ и $\Gamma(t, \delta)$ пользуются т. н. методом статистич. испытаний. Разработаны также приближённые методы, позволяющие получить результаты при высо-

ких энергиях первичных частиц δ_0 . Качественно решение имеет вид, аналогичный (3, 4), однако при одном и том же значении (δ_0/c) число частиц в максимуме каскада в 2—3 раза меньше, чем для лёгких элементов, и каскад поглощается медленней, т. е. растягивается в глубину. Поглощение каскада определяется фотонами с энергией, соответствующей минимуму поглощения.

Площадь под каскадной кривой во всех случаях постоянна и равна $\int_0^\infty N(t, 0) dt = \delta_0/c$. Это выражение используется при определении энергии фотонов и электронов высокой энергии в *коинцидентных калориметрах*. Среднеквадратичный угол рассеяния $\langle \theta \rangle$ частиц в максимуме каскада велик, так что значит. часть частиц движется в обратном направлении.

В тяжёлых веществах при энергиях $\delta_0 > 10$ ТэВ начинает сказываться т. н. эффект Ландау—Померанчука—Мигдала, k -ый приводит к уменьшению числа частиц в максимуме ливня, смещению максимума к большим глубинам t и замедлению поглощения каскада. Этот эффект связан с тем, что при увеличении энергии растёт эфф. радиус взаимодействия частиц и необходимо учитывать коллективные эффекты.

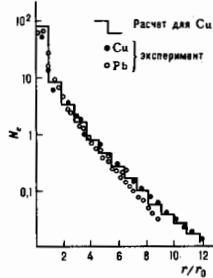
Пространственное распределение частиц, т. е. зависимость числа частиц от расстояния до оси ливня (продолжение траектории первичной частицы), может быть найдено по максимуму числа частиц в поперечных плоскостях при разных t . Изучение пространств. распределения имеет важное значение при исследовании *широких атмосферных ливней*. Пространств. распределение зависит от возраста Э.-ф. л. В первом приближении $N \sim r^{-2}$. Пространств. распределение электронов N_e в Рб и Си при $\delta_0 = 6$ ГэВ показано на рис. 2.

Рис. 2. Пространственное распределение частиц (N_e в произвольных единицах) в ливне при $\delta_0 = 6$ ГэВ.

Вблизи оси Э.-ф. л. число электронов в круге радиусом r при $r \ll l_0$ зависит только от произведения $\delta_0 r$ и не зависит от δ . Это является следствием однородности ф-ции $\mathcal{P}(\delta_0/\delta, t)$. Расстояние, на k -рое отходит электрон от оси ливня, определяется кулоновским рассеянием на пути, равном l_0 : $r \sim \langle \theta \rangle \sim \delta_0/\delta$, т. е. $\mathcal{P}(\delta_0/\delta, t) = \mathcal{P}(\delta_0 r/\delta, t)$. Это свойство пространств. распределения используется для определения энергии фотонов в *рентгеномультиплексных камерах*.

Слоистые среды. В этом случае возникают т. н. переходные эффекты, приводящие к значит. (в неск. раз) уменьшению числа частиц при переходе из тяжёлых веществ в лёгкие. Это обусловлено тем, что в развитом каскаде ср. энергия частиц близка к критической ϵ . В лёгких веществах ϵ больше, чем в тяжёлых. Поэтому при переходе Э.-ф. л. из тяжёлого вещества в лёгкое ср. энергия частиц возрастает. Это возможно только из-за поглощения частиц малой энергии. Уменьшение числа частиц начинает сказываться и перед границей раздела, т. к. из-за многократного рассеяния часть частиц движется в обратном направлении (рис. 3). Переходные эффекты играют большую роль в калориметрич. установках, где используются комбинации Си, Рб или У и пластич. сцинтилляторов.

Реальные Э.-ф. л. подвержены флуктуациям. Если бы все частицы ливня были независимы, то флуктуации были бы пуассоновскими с дисперсией $\sigma \sim \langle N_e \rangle$. Существование



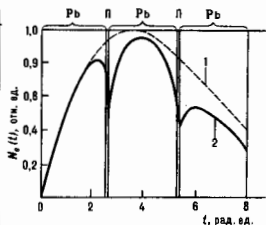


Рис. 3. Влияние переходных эффектов в слоевом веществе (Pb—пластик). П1 — каскадная кривая в однородном поглотителе из Pb; 2 — каскадная кривая в слоевом среде.

корреляций увеличивает флуктуации. На рис. 4 представлена зависимость отнот. дисперсии от глубины, полученная в экспериментах с космич. лучами.

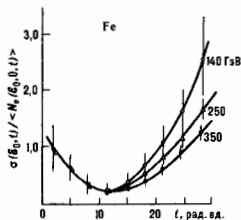


Рис. 4. Флуктуации электрон-фотонных каскадов при разных θ_0 в Fe.

Лит.: Бедельный С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.—Л., 1948; Росси В., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; Мигдал А. Б., Тормозное излучение и образование пар при больших энергиях в конденсированной среде, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 633; Иваненко И. П., Электромагнитные каскадные процессы, М., 1972; Иващенко И. П., Рогонова Т. М., Каскадные явления, вызываемые частицами сверхвысоких энергий, М., 1983.

В. С. Мурзин.

ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЕ ЛИВНИ (проникающие ливни, мезонные ливни, струи, звёзды)—поток генетически связанных адронов и электронов, возникающий в результате взаимодействия адрона или лептона высокой энергии ($\mathcal{E} > 10^9$ эВ) с нуклонами или ядрами. Открыты в 40-х гг. 20 в. при изучении взаимодействий космич. частиц с ядрами с помощью Вильсона камеры и ядерных фотографических эмульсий. Детально изучены в экспериментах на ускорителях заряженных частиц с помощью электронных детекторов и пузырьковых камер (рис. 1).



Рис. 1. Электронно-ядерный ливень, зарегистрированный в пузырьковой камере. Стрелкой отмечено ядро ливня.

В результате взаимодействия адронов с нуклонами или ядрами происходит множественное рождение мезонов (если энергия столкновения достаточна), в т. ч. нейтральных пи-мезонов, η -мезонов и др., распадающихся с испусканием фотонов практически в точке взаимодействия. Фотоны сравнительно быстро конвертируются в электрон-позитронную пару и дают начало электронно-фотонному ливню. Т. о., в результате взаимодействия наряду с мезонами (проникающая компонента) появляются электроны и фо-

тоны (смешанный ливень). При очень высоких энергиях (> 1 ТэВ) рождённые частицы вылетают в виде узкого пучка—струи. Сечение образования Э.-я. л. (сечение неупругого взаимодействия) σ близко к геометрич. сечению нуклонов и ядер. При энергиях первичных частиц $\mathcal{E}_0 > 30$ ГэВ сечения σ растут пропорционально $\ln^2 \mathcal{E}_0$. В протон-протонных столкновениях в интервале энергий от 30 до $1,5 \cdot 10^5$ ГэВ сечение меняется от 30 до 55 мб. Для взаимодействий адронов с ядрами σ зависит от массового числа A : $\sigma \sim A^k$, где $k \sim 0,7-0,8$.

Одной из важных особенностей Э.-я. л. является множественное рождение частиц (см. Множественные процессы), причём $1/3$ от полного числа рождённых пионов составляют нейтральные пионы, дающие после распада начало электронно-фотонному каскаду.

Доля энергии, уносимая дочерними частицами, достигает в среднем в нуклон-нуклонных взаимодействиях 50%, причём 25—30% от этого значения составляет энергия нейтральных пионов π^0 . Остальную энергию ($\approx 50\%$) сохраняет частица той же природы, что и первичная, или близкая к ней по кварковому составу (напр., протон, нейтрон, гиперон, Δ -резонанс и др. в случае первичного протона). Такие частицы наз. лидирующими. Они имеют широкий спектр (рис. 2). Вызывая развитие электронно-ядер-

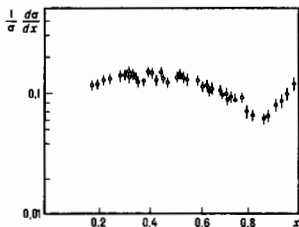


Рис. 2. Спектр лидирующих протонов в протон-протонных столкновениях при энергии 200 ГэВ; x —отношение энергии лидирующего протона к энергии первичного протона.

ных каскадов в веществе, лидирующие частицы увеличивают проникающую способность адронов (рис. 3).

В атмосфере Земли Э.-я. л., создаваемые первичными космич. адронами, образуют все вторичные компоненты

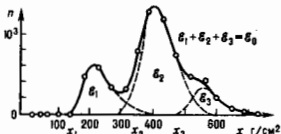


Рис. 3. Электронно-ядерный каскад, зарегистрированный в ионизационном калориметре из Fe, и его возможная интерпретация как цепь последовательных столкновений; $x = \rho l$, где l —толщина вещества в калориметре, ρ —плотность вещества. По оси ординат отложено число частиц (в основном электронов); энергия первичной частицы $\mathcal{E} \sim 500$ ГэВ.

космич. лучей: электронно-фотонную из-за распада π^0 , мюонную и нейтринную из-за распада заряж. пионов и каонов, адронную в результате переноса энергии в глубь атмосферы лидирующими частицами.

При энергиях выше 10^9 ГэВ космич. адроны рождают в атмосфере гигантские Э.-я. л., наз. широкими атмосферными ливнями. Теоретич. описание Э.-я. л. основано на кварковых, кварк-партоновых и др. моделях. Эти модели

позволяют описать качественно, а иногда и количественно, особенности Э.-я. л. (см. *Квантовая хромодинамика*).

Лит.: Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Теория множественных процессов, М., 1976; Гршин В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; Мурузи В. С., Сарычев А. И., Физика адронных процессов, М., 1986.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ — электровакуумные приборы, в к-рых поток свободных электронов, эмитируемых *термоэлектронным катодом*, движется в высоком вакууме и управляется по плотности и направлению движения с помощью электр. полей, создаваемых потенциалами на электродах прибора. Э. л. используются для выпрямления перем. тока (диоды) — простейшие двухэлектродные лампы, в к-рых анодный ток управляется электр. полем (анода), генерирования, усиления и преобразования эл.-магн. колебаний (сеточные многоэлектродные Э. л., где управление электронным потоком осуществляется гл. обр. с помощью сеток).

Работа Э. л. основана на физ. особенностях их вольт-амперных характеристик (ВАХ) — зависимости силы тока от потенциалов соответствующих электродов.

Теоретическая ВАХ диода, катод и анод к-рого изготовлены из одинакового материала, имеет вид, представленный на рис. 1 (реальные характеристики диода не имеют

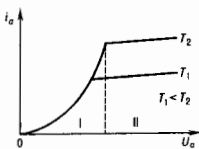


Рис. 1. Теоретическая вольт-амперная характеристика диода при двух различных температурах (T_1 и T_2) катода: I — область объемного электронного заряда; II — область токов насыщения.

принципиальных отличий от теоретической). На этой характеристике различают два участка: I — область объемного электронного заряда, где зависимость анодного тока i_a от анодного потенциала U_a определяется *Ленгмюра формулой*:

$$i_a \approx CU_a^{3/2}, \quad (1)$$

и II — область токов насыщения, где зависимость i_a от U_a дается выражением:

$$i_a = i \exp\left(\frac{e^{3/2} \sqrt{\beta} U_a}{kT}\right), \quad (2)$$

где i — ток эмиссии катода, e — заряд электрона. Коэффициенты C и β в ф-лах (1) и (2) зависят от размеров межэлектродного промежутка и конструкции электродов.

В области насыщения сила тока i_a в диоде очень слабо зависит от потенциала анода U_a (см. *Шоттки эффект*), и поэтому этот участок характеристики не представляет практического интереса для целей управления анодным током с помощью анодного потенциала. Область токов насыщения используется для выпрямления перем. тока.

Практически важный интерес имеет область объемного электронного заряда с ярко выраженной зависимостью i_a от U_a . Все сеточные Э. л. — триоды, тетроды, пентоды, гексоды, гептоды, октоды (названия даны по числу электродов соответствующих Э. л.) — работают в области объемного заряда, где колебания темп.-ры катода в пределах от T_1 до T_2 (рис. 1) не изменяют положения ВАХ, а сказываются лишь на значениях токов насыщения. Впервые свойства ВАХ в области объемного электронного заряда были реализованы в трёхэлектродной лампе (триоде) как для усиления, так и для генерирования эл.-магн. колебаний.

Конструктивно триод отличается от диода тем, что в межэлектродное пространство последнего вблизи катода вводят третий управляющий электрод — сетку, пропускающую для электронного потока, движущегося с катода на

анод. Такой триод с потенциалом на управляющей сетке U_c , а на аноде — U_a можно рассматривать как эквивалентный с действующим анодным потенциалом $U_a = U_c + DU_a$ и вольт-амперной характеристикой, определяемой в области объемного электронного заряда зависимостью

$$i_a = CU_a^{3/2} = C(U_c + DU_a)^{3/2}, \quad (3)$$

где D — проницаемость триода.

Наличие сетки в триоде открывает возможности более эфф. управления анодным током по сравнению с диодом. Если последний имеет единственную ВАХ в режиме объемного электронного заряда, то триод — целые семейства как анодно-сеточных (рис. 2), так и анодных характеристик (рис. 3).

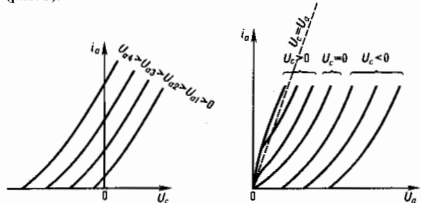


Рис. 2. Семейство анодно-сеточных характеристик триода.

Рис. 3. Семейство анодных характеристик триода.

Триод заданной конструкции характеризуется следующими параметрами:

$$\text{крутизна ВАХ } S = \left(\frac{\Delta i_a}{\Delta U_c}\right)_{U_a = \text{const}},$$

$$\text{внутр. сопротивление } R_i = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta i_a}\right)_{U_c = \text{const}},$$

$$\text{коэф. усиления } \mu = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta U_c}\right)_{i_a = \text{const}}.$$

Параметры триода связаны простым соотношением $\mu = SR_i$, называемым внутренним уравнением триода, к-рое соответствует его характеристикам в стационарном режиме работы, без нагрузки в его анодной и сеточных цепях.

Усилит. действие триода наиб. ярко проявляется при нагрузке на его сетку перем. напряжения U_c небольшой амплитуды. При этом даже слабые изменения потенциала сетки вызывают заметные изменения анодного тока i_a и соответственно изменения полезной перем. мощности P_a , выделяемой в нагрузку R_a анодной цепи: $P_a = I_a^2 R_a$ или $P_a = i_a U_a$, где $U_a = i_a R_a$. Работа триода в режиме генерирования колебаний характеризуется наличием в анодной цепи колеб. контура (емкостей и индуктивностей), генерирующего эл.-магн. колебания, при этом уровень выходной мощности намного выше, чем в режиме усиления.

В тетроде, равно как и в др. многоэлектродных Э. л., выполняется закон трёх вторых в виде $i_a = CU_a^{3/2}$, где i_a — суммарный ток, отбираемый в цепи всех электродов лампы из области объемного электронного заряда, а $U_a = U_{c1} + DU_{c2} + D_1 D_2 U_a$, где, в свою очередь, D_1 и D_2 — проницаемости первой (управляющей) и второй (экранирующей) сеток тетрода. Введение второй сетки в тетроде позволяет повысить крутизну его характеристики и, следовательно, коэф. усиления прибора. Однако в тетроде, экранирующая сетка к-рого имеет положит. потенциал, близкий по своему значению к анодному, очень сильно проявляется динатронный эффект — вторичная электронная эмиссия с анода на экранирующую сетку, ток к-рой нарушает работу прибора. Для устранения этого эффекта в пространство между экранирующей сеткой и анодом вводится дополнительная третья сетка — защитная (антидинатронная) с потенциалом катода. В таком приборе —

пентоде — устраняется влияние динатронного эффекта и сохраняется высокое значение коэф. усиления. Устранение динатронного эффекта возможно также в лучевых тетрадах. В таких приборах с конструктивными особенностями экранирующей сетки поток электронов с катода разбивается на ряд лучей с высокой плотностью объемного электронного заряда вблизи анода, что препятствует потоку вторичных электронов на экранирующую сетку. Параметры тетрода и пентода, определяемые при пост. потенциалах сеток (экранирующей для тетрода, экранирующей в защитной для пентода), соответствуют, как и в случае триода, внут. ур-нию лампы в виде $\mu = SR_1$.

С целью практической реализации принципа супергетеродинного усиления в радиоприёмной аппаратуре (см. *Супергетеродины, Радиоприёмные устройства*) были разработаны спец. многоэлектродные Э. л., из к-рых можно выделить две группы: смесительные (гексод — шестизлектродная лампа), служащие только для смешения частот, и преобразовательные (гептод — семизлектродная лампа и октод — восьмизлектродная), в к-рых гетеродин и смеситель объединены в одном баллоне. К спец. Э. л. относятся также комбинированные их варианты, состоящие из двух и более систем электродов: двойные триоды, диод-триод, триод-пентод, триод-гексод и др.

Разработана целая серия широкополосных усилительных Э. л., к-рые используются в электронной аппаратуре для усиления импульсных сигналов, имеющих очень широкий частотный спектр. Для детектирования, усиления и измерения слабых токов (на уровне 10^{-17} А) применяются электрометры. Э. л. с высоким входным сопротивлением. Такие лампы дают усиление по току в сотни миллионов раз. Э. л. со спец. характеристиками используются в аналоговых счётно-решающих устройствах, в системах автоматич. регуляции, в быстродействующих амплитудных дискриминаторах и др.

Исследования Т. Эдисона, Дж. Флеминга, Л. Де Фореста, А. Мейснера, В. Шоттки, И. Ленгмюра, С. А. Богуславского, М. А. Бонч-Бруевича и мн. др. изобретателей и учёных привели к открытию Э. л. и созданию их теории.

В 1-й пол. 20 в. Э. л. оказали решающее влияние на развитие наук отраслей науки и промышленности. На их основе возникли радиосвязь, радиовещание, телевидение, радиолокация, ЭВМ первого поколения и др. В связи с развитием твердотельной электроники функции приёма и усиления элем. колебаний перешли от Э. л. к их твердотельным аналогам. Однако функции генерирования радиочастотных колебаний повыш. мощности остались за генераторными Э. л., выполненными в металлокерамике, оболочке, с охлаждаемыми анодами и др. конструктивными особенностями.

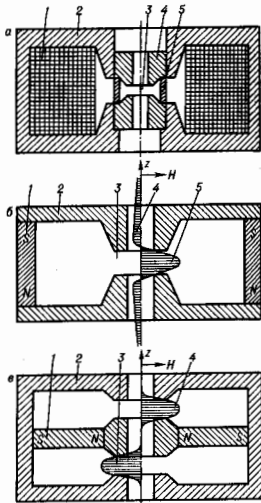
Лит.: Царев Б. М., Расчет и конструирование электронных ламп, 3 изд., М., 1967; Кадыма и Ю. А., Электронные лампы. Теория, основы расчета и проектирования, 3 изд., М., 1979; Клейнер Э. Ю., Основы теории электронных ламп, М., 1974; Морозова И. Г., Физика электронных приборов, М., 1980.

Б. В. Бондаренко, В. И. Макуха.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛИНЗЫ — устройства, создающие магн. или электр. поля для фокусировки *электронных лучей*, их формирования и получения электронно-оптич. изображений (аналогичные устройства для ионных пучков наз. ионными линзами). Их классифицируют по типу поля (магнитные, электростатические), по виду симметрии (осесимметричные, цилиндрические, квадрупольные и др.) и по др. характерным признакам.

Магнитные Э. л. по способу возбуждения магн. поля делятся на электромагнитные и магнитоэлектрические. Эл.-магн. лампирная (бронированная) линза (рис. 1, а) состоит из обмотки 1, по к-рой протекает ток, возбуждающий фокусирующее магн. поле в межполюсном зазоре 3 (щели) линзы, магнитопровода 2, окружающего обмотку (создаёт шанирш, откуда и название), и полюсного наконечника 4. Последний изготавливается из магнитомагн. сплавов с большой индукцией насыщения и применяется в линзах с большой *оптической силой* (малым фокусным расстоянием). Фокусировка пучка производится регулированием тока возбуждения, стабильность к-рого должна

Рис. 1. Магнитные электронные линзы: а — электромагнитная электронная линза: 1 — обмотка возбуждения; 2 — магнитопровод; 3 — межполюсный зазор; 4 — полюсный наконечник; 5 — немагнитная вставка, соединяющая полюсы наконечника; б — магнитоэлектрическая электронная линза: 1 — постоянный магнит; 2 — магнитопровод; 3 — межполюсный зазор; 4 — кривая распределения напряженности поля рассеяния на оси вне линзы; 5 — кривая распределения напряженности поля в линзе; 6 — блок из двух магнитоэлектрических линз: 1 — постоянный магнит; 2 — магнитопровод; 3, 4 — кривые распределения поля в линзах.



быть на уровне, обеспечивающем низкие хроматич. aberrации.

Проблема стабильности фокусирующего поля не возникает в магнитоэлектрич. линзе, поле к-рой создается с помощью пост. магнитов. Однако в линзе с одним фокусирующим полем (рис. 1, б) образуются большие поля рассеяния вокруг э. корпуса, а также на оптич. оси вне щели.

Наличие полей на оси следует из закона полного тока

$$\int_{-\infty}^{\infty} H(z) dz = nI = 0,$$

к-рый приводит к равенству:

$$\int_a^b H(z) dz = - \left(\int_a^a H(z) dz + \int_b^{\infty} H(z) dz \right). \quad (1)$$

Здесь $H(z)$ — напряжённость магн. поля на оптич. оси z , nI — ампервиты, равные нулю в магнитоэлектрич. Э. л., a и b — границы поля линзы. В левой части (1) стоит магнитодействующая сила (МДС) фокусирующего поля, а в правой — МДС поля рассеяния на оси z вне линзы. Знак минус перед правой частью означает, что направление магн. полей рассеяния и полей линзы противоположны. Из равенства МДС об абс. величине следует, что поля рассеяния очень большие, а это ухудшает электрооптич. параметры линзы и вредно влияет на соседние с ней элементы оптич. системы.

В конструировании, состоящем из двух магнитоэлектрич. линз (рис. 1, в), магн. поток полностью замкнут и противоположно направленное поле существует только в межполюсных зазорах двух линз. Преимущество магнитоэлектрич. линз — стабильность фокусирующего поля; недостатки — относительно низкая индукция поля и сложность регуляции их оптич. силы.

Магн. линза считается слабой (тонкой в световой оптике), если её фокусное расстояние f многократно превышает протяжённость фокусирующего поля вдоль оси. В этом случае оптич. силу можно вычислить по ф-ле:

$$1/f = (e/8m_e e) \int_{-\infty}^{\infty} B^2(z) dz,$$

где e , m , ε — заряд, масса и энергия электронов соответственно, $B(z)$ — осевое распределение индукции магн. поля. Предмет и изображение в слабой линзе расположены вне поля, и её кардинальные элементы определяются так же, как в световой оптике (рис. 2, а). Для определения фокальных точек и главных плоскостей достаточно знать две траектории (т. е. 2 линейно независимых решения ур-ний (9) в ст. *Электронная и ионная оптика*). Эти траектории (главные лучи) входят в поле Э.д. параллельно оптич. оси — одна из пространства предметов, а другая и из пространства изображений — и пересекают ось z в точках фокусов F_0 и F_1 . Касательные к лучам в точках фокусов и продолжения параллельных осей участков этих же лучей, пересекаясь, определяют координаты главных плоскостей H_1 и H_0 . (В отличие от световой оптики, главные плоскости Э.д. расположены на оси в обратной последовательности.) Известное положение фокусов и главных плоскостей позволяет построить изображение. Построение изображения B предмета A проводится по методу Листинга с помощью двух главных лучей, состоящих из отрезков прямых, к-рые не везде совпадают с реальными лучами (рис. 2, а). Оба выходят из точки предмета A — один параллельно оси z (1), другой (2) — через точку фокуса F_0 . Луч 1 преломляется в главной плоскости H_1 и далее идёт через фокус F_1 ; луч 2 проходит через фокус F_0 , преломляется плоскостью H_0 и далее идёт параллельно оси z . Точка их

пересечения в пространстве изображений даёт сопряжённую точку B . Как и в световых линзах, для тонких линз выполняется ур-ние Ньютона $Z_0 Z_1 = f_0 f_1$, где Z_0 и Z_1 — расстояния от предмета и от изображения до соответствующих точек фокусов; f_0 и f_1 — фокусные расстояния в пространстве предметов и изображений соответственно.

Аберрации магн. линзы зависят от её МДС и положения плоскости предметов относительно фокусирующего поля. В частности, сферическая и хроматическая аберрации уменьшаются, если МДС увеличивать и эту плоскость приближать к центру линзы, где индукция поля максимальна. Поэтому в целях уменьшения аберраций в электронной оптике чаще используют линзы с большой МДС, в к-рых предмет и изображение расположены в поле линзы.

Кривая распределения индукции поля $B(z)$ на оси z магн. линз имеет колоколообразную форму (рис. 2, б), причём наибольшая кривизна падения индукции поля по обе стороны от максимума наблюдается у линз, у к-рых отсутствует насыщение полюсов. С появлением насыщения меняется форма кривой $B(z)$, она становится более широкой и пологой, т. е. уменьшается кривизна боковых ветвей кривой. Для расчёта линз используют семейство аппроксимирующих поле ф-ий $B(z) = B_m [1 + (z/a)^2]^{-1/2}$, кривизна падения боковых ветвей к-рых зависит от параметра μ . Здесь B_m — макс. индукция поля, a — параметр, связанный соотношением $a = d \sqrt{2^{1/\mu} - 1}$ с полушириной d кривой распределения индукции поля. Полуширина d определяется следующим образом: $z = d$ при $B(z) = (1/2) B_m$. Др. аппроксимирующая ф-ция, к-рую тоже используют для насыщенных линз $B(z) = B_m \operatorname{ch}(z/a)$ с полушириной $d = a \operatorname{arch} 2$, убывает по экспоненте при больших z .

Аппроксимирующие ф-ии позволяют вычислить оптич. параметры линз. Их подставляют в параксиальные ур-ния траекторий электронов, вычисляют главные лучи и определяют кардинальные элементы линз. На рис. 2, в представлены главные лучи и построение изображений для предмета, находящегося в поле линзы: главный луч 1, касательная к к-рому в точке плоскости предмета A ($z = z_0$) параллельна оси z , и луч 2, касательная к к-рому в сопряжённой точке изображения B ($z = z_1$) параллельна той же оси. Главная плоскость H_1 проходит через точку пересечения двух касательных к главному лучу 1 в сопряжённых точках предмета и изображения. Плоскость H_0 проходит через точку пересечения таких же касательных к лучу 2. Кардинальными элементами являются также точки мнимых фокусов F_0 и F_1 , в к-рых с оптич. осью пересекаются касательные к лучам 2 и 1 в точках предмета и изображения соответственно. Построение изображения B предмета A проводится, как и в случае 2а, с помощью касательных к реальным лучам, состоящих из отрезков прямых, исходящих из точек предмета. Один — параллельно оси z , другой проходит через точку фокуса F_0 (рис. 2, в). Такое построение остаётся в силе для любых координат предмета z_0 , если положение кардинальных элементов фиксировано. В противном случае для каждого положения предмета необходимо заново находить кардинальные элементы.

Существует класс полей, в к-рых координаты кардинальных элементов не зависят от положения предмета, находящегося, как и его изображение, в пределах поля. В Э.л. с такими полями выполняется ур-ние Ньютона и поля этих линз наз. ньютонowymi. Из приведённых выше аппроксимирующих ф-ий к ньютонowym полям относятся ф-ция простого колоколообразного поля при $\mu = 1$: $B(z) = B_m [1 + (z/d)^2]^{-1/2}$. С помощью этой ф-ии исследовано поведение сильных линз. В частности, показано, что в пределах одного поля может быть неск. фокусов и изображений при достаточно больших B_m и d , следовательно, одно поле может работать как неск. линз. Его кардинальные элементы (рис. 2, б) определяются с помощью главных лучей 1 и 2, асимптоты к-рых параллельны оптич. оси. Главные плоскости H_0 и H_1 проходят через точки пересечения асимптот и касательных к со-

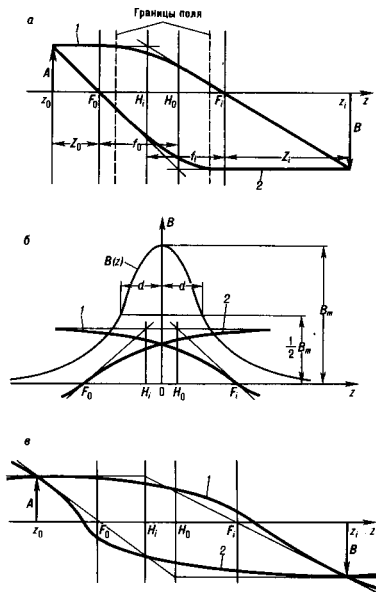


Рис. 2. Построение изображения B предмета A в фокусирующих полях электронных линз при помощи главных лучей 1 и 2 и кардинальных элементов — фокальных F_0 , F_1 и главных H_0 , H_1 плоскостей: а — предмет и изображение находятся вне поля линзы и выполняется условие $Z_0 Z_1 = f_0 f_1$; б — предмет и изображение находится в колоколообразном поле $B(z) = B_m [1 + (z/a)^2]^{-1/2}$, B_m — максимальная индукция поля, d — полуширина кривой распределения поля; в — предмет и изображение находятся в поле любой формы.

ответствующим лучам в реальных точках фокусов F_0 и F_1 . Узловые точки находятся на главных плоскостях. Кардинальные элементы поля, работающего как одна линза, вычисляются по Ф-лам:

$$f_0 = -f_1 = d \sin(\pi/\omega); F_0 = -F_1 = d \operatorname{ctg}(\pi/\omega);$$

$$H_0 = -H_1 = d \operatorname{ctg}(2\pi/\omega); \omega = \sqrt{1 + e B_0^2 d^2 / 8 m e}.$$

Из Ф-л для фокусных расстояний следует, что макс. оптич. сила достигается при $\omega = 2$. С помощью Ф-шир простого колокообразного поля получены аналитич. выражения для коэф. аберраций, напр. установлено, что коэф. сферич. аберрации минимален при $\omega = 2\sqrt{2}$.

Аппроксимирующие Ф-шир используются гл. обр. для оценки размеров линз и не всегда пригодны для точных расчётов. Для расчёта с высокой точностью полей, траекторий электронов, кардинальных элементов и коэф. аберраций на ЭВМ разработаны спец. пакеты программ.

Электростатические осесимметричные линзы делятся на иммерсионные, одиночные и катодные. Они состоят из неск. электродов разл. формы, находящихся под разн. потенциалами. Это — диафрагмы с круглыми отверстиями, полые цилиндры, конусы и т. п. Простейшей линзой является одиночная диафрагма, поле к-рой с одной или с двух сторон граничит с однородными электр. полями. В зависимости от приложенного к диафрагме потенциала и направления примыкающих полей она может быть как собирающей, так и рассеивающей. На рис. 3

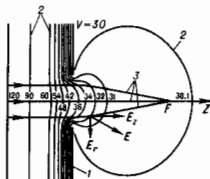


Рис. 3. Электростатическая линза — диафрагма с круглым отверстием (собирающая): 1 — электрод-диафрагма; 2 — эквипотенциальные поверхности; 3 — траектории электронов; F — фокус линзы.

представлено поле собирающей линзы, к к-рому с одной стороны примыкает однородное поле. На электроде и эквипотенциалах в условных единицах указаны их потенциалы. За нулевой принят потенциал, при к-ром энергия электронов равна нулю. Продольная составляющая напряжённости поля E_z тормозит, а радиальная составляющая E_r фокусирует электроны.

Э. л. наз. иммерсионными, если потенциалы V крайних электродов разные, т. к. (по аналогии со световой оптикой) показатели преломления, пропорциональные \sqrt{V} , в этом случае по обе стороны линзы будут разные. На рис. 4 изображены иммерсион. линзы с плоскими и цилиндрич. электродами. Фокусные расстоя-

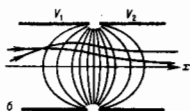
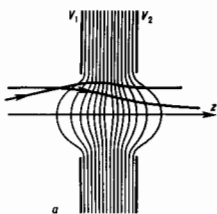


Рис. 4. Электростатические иммерсионные линзы, состоящие из двух диафрагм (а) и двух цилиндров (б). Тонкие линии — эквипотенциалы, кривые со стрелками — траектория заряженных частиц, V_1 и V_2 — потенциалы электродов.

ния и потенциалы иммерсионных линз в пространстве предметов f_0 , V_0 и изображений f_1 , V_1 связаны соотношением $f_0/f_1 = -\sqrt{V_0}/V_1$. Если оба фокусных расстояния многократно превышают осевую протяжённость поля линзы (тонкая линза), то её оптич. силу можно вычислить по Ф-ле

$$\frac{1}{f_{0,1}} \approx \pm \frac{3}{16} 4 \sqrt{\frac{V_{1,0}}{V_{0,1}}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 dz, \quad (2)$$

где Φ — осевое распределение потенциала, Φ' — осевое распределение производной по z.

В отличие от магн. Э. л., в к-рых скорость электронов меняется только по направлению, в электростатич. линзах, напр. в иммерсионных, скорость электронов изменяется и по величине. Последовательность иммерсионных линз, ускоряющих электроны, образует ускоритель электронов прямого действия. Форма его электродов — цилиндрическая или коническая (рис. 5) — экранирует электронный ну-

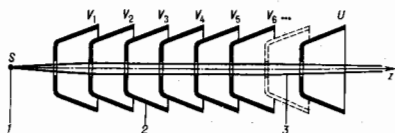


Рис. 5. Ускоритель прямого действия, состоящий из последовательности иммерсионных линз, электроды к-рых в форме усечённых конусов экранируют электронный нувок от внешних полей: 1 — источник электронов (им может быть кроссовер электронной пушки), 2 — электроды, 3 — электронный пучок; V_1, V_2, \dots — промежуточные потенциалы электродов; U — ускоряющее напряжение.

чок от влияния паразитных электр. и магн. полей. Энергия, приобретаемая электронами в таком ускорителе, может достигать неск. МэВ.

Линзы, крайние электроды к-рой имеют одинаковые потенциалы V_1 , наз. одиночной (рис. 6). Потенциал среднего электрода V_2 может быть как меньше, так и больше V_1 . Если $V_2 < V_1$, электроны нуква в начале поля линзы рассеиваются, в средней части собираются, а на выходе снова рассеиваются. Однако общий эффект всего поля линзы — собирающий. При $V_2 > V_1$ всё происходит наоборот, однако и в этом случае общий эффект — собирающий. Если в области седловой точки поля (рис. 6) потенциал Φ ниже потенциала, при к-ром энергия электронов равна нулю, происходит отражение электронов и линза работает как электронное зеркало. Плоскости предмета и изображения одиночной линзы находятся вне поля, и её кардинальные элементы определяются так же, как в слабых магн. линзах (рис. 2, а), и так же проводится построение изображения.

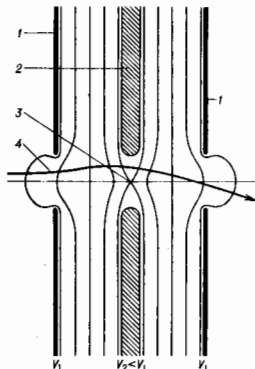


Рис. 6. Электростатическая одиночная иммерсионная линза: 1 — внешние электроды; 2 — внутренний электрод; 3 — седловая точка; 4 — траектория заряженных частиц; $V_1, V_2 < V_1, V_1$ — потенциалы электродов.

В катодной линзе предмет является катодом (источником электронов) и одновременно электродом оптич. системы. Ее наз. иммерсионным объективом, т. к. показатели преломления по обе стороны линзы различные. В объективе происходит усиление электронов, испущенных термо-, фото-, автокатодом или катодом вторичной эмиссии, и формирование его изображения. Иммерсионный объектив, состоящий из катода и анода, не может фокусировать электронные пучки, поэтому вводят доплотит, фокусирующий электрод (рис. 7) или применяют магн. фокусирующее поле.

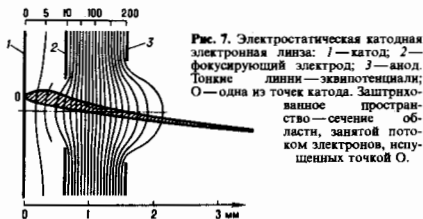


Рис. 7. Электростатическая катодная электронная линза: 1—катод; 2—фокусирующий электрод; 3—анод. Тонкие линии—эквипотенциалы; О—одна из точек катода. Защтрихованное пространство—сечение области, занятой потоком электронов, испущенных точкой О.

Другие типы Э. л. Маги, и электростатич. цилиндрич. Э. л. фокусируют пучки заряд. частиц в одной плоскости и по своему действию подобны цилиндрич. линзам световой оптики. Электростатич. цилиндрич. Э. л. состоит из щелевых диафрагм или продольных пластин—электродов, расположенных симметрично относительно средней



Рис. 8. Электростатические цилиндрические электронные линзы: а—диафрагма со щелью; б—иммерсионная линза, состоящая из двух пластин. В области прохождения заряженных частиц поле линз не изменяется в направлении, параллельном щелям диафрагм или зазором между пластинами соседних электродов.

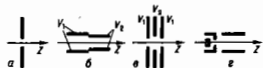


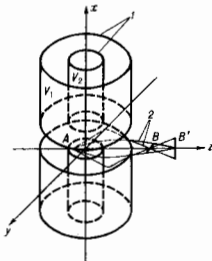
Рис. 9. Сечение электродов электростатических цилиндрических линз плоскостью, проходящей через ось z перпендикулярно средней плоскости; а—цилиндрическая (щелевая) диафрагма; б—иммерсионная цилиндрическая линза; в—одиночная цилиндрическая линза; z—катодная цилиндрическая линза; V_1 и V_2 —потенциалы соответствующих электродов.

плоскости (рис. 8 и 9), и действуют (по аналогии с осесимметричной оптикой) как одиночные диафрагмы или иммерсионные, катодные и одиночные линзы.

Поля трансаксальных электростатич. линз обладают симметрией вращения относительно оси (ось x на рис. 10), к-рая перпендикулярна оптич. оси. Пучок, выходящий из точки А предмета, после фокусировки полем линзы становится астигматическим и образует два линейных изображения В и В'. Однако при надлежащем подборе параметров Э. л. изображение может стать стигматическим.

Квадрупольные магн. и электростатич. линзы имеют поля с двумя взаимно перпендикулярными плоскостями симметрии. Векторы напряженности полей в области распространения электронного пучка почти перпендикулярны

Рис. 10. Электростатическая трансаксальная электронная линза с электродами в виде двух соосных цилиндров с кольцевыми щелями для прохождения пучка электронов; 1—цилиндрические электроды; 2—траектории электронов; V_1 и V_2 —потенциалы электродов.



скоростям электронов (рис. 11). Благодаря этому фокусирующее действие на пучки электронов многократно возрастает по сравнению с осесимметричным полем. Одна квадрупольная Э. л. не создаст стигматич. изображения, она действует в одной меридиональной плоскости как собирающая, а в другой, ей перпендикулярной, как рассеивающая линза. Два последовательно расположенных и надлежащим образом ориентированных по азимуту ква-

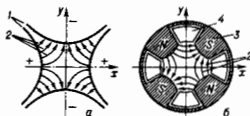


Рис. 11. Сечения квадрупольных электростатической (а) и магнитной (б) электронных линз, перпендикулярные направлению движения пучка электронов: 1—электроды; 2—силовые линии полей; 3—магнитный полюс; 4—обмотка возбуждения.

друполя (дублет, рис. 12) создают стигматич. изображение, но с дисторсией, т. к. увеличения в двух взаимно перпендикулярных плоскостях разные. Стигматич. изображение без дисторсии получается с помощью двух дубле-

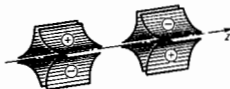


Рис. 12. Дублет из двух квадрупольных электростатических линз, поля к-рых повернуты вокруг оптической оси z с системы одно относительно другого на угол 90°.

тов. Благодаря большой оптич. силе магнитные системы способны фокусировать пучки заряд. частиц с большими энергиями, а в случае магн. линз—и с большими массами, чем осесимметричные системы.

Лит.: Косслет В., Введение в электронную оптику, пер. с англ., М., 1950; Явор С. Я., Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами, М., 1968; Ардинович Л. А., Лукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, М., 1972; Grivet P. [а. о.], Electron Optics, 2 ed., pt 1—2, Oxf., 1972; Баранова Л. А., Явор С. Я., Электростатические электронные линзы, М., 1986; см. также лит. при ст. Электронная и ионная оптика. П. А. Столюнов.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИЗМЫ—электронно-оптические (соответственно, ионные призмы—ионно-оптические) системы, предназначенные для отклонения пучков заряд. частиц или для разделения таких частиц по энергиям и массам. Э. п. получили своё назв. в рамках общей аналогии

между *электронной и ионной оптикой* и оптикой световых лучей. Среди многочисл. типов Э.п. наиболее близкими аналогами светооптич. призм являются те Э.п., к-рые оставляют падающий на них параллельный пучок зарядж. частиц параллельным и послс отклонения. Простейшая элктростатич. Э.п. такого типа — телескопич. система из двух цилиндрич. иммерсионных *электронных линз* (рис. 1).

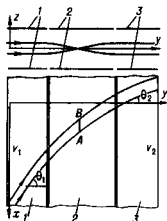


Рис. 1. Телескопическая система, состоящая из двух цилиндрических иммерсионных электрооптических линз: 1, 2 — электроды, составляющие первую по ходу пучка цилиндрическую линзу, 2, 3 — вторую; кривые со стрелками — прощяки траекторий заряженных частиц на плоскости yz и xz ; AB — линейный фокус.

Задний линейный фокус AB первой линзы совпадает с передним линейным фокусом второй. Элктростатич. поле телескопич. системы «двумерно» (оно не изменяется в направлении, параллельном оси x на рис.) и симметрично относительно ср. плоскости xz , вблизи к-рой движутся частицы. Параллельный пучок падает на телескопич. систему под углом θ_1 к оси x и выходит под углом θ_2 , сохраняя всю параллельность. При этом выполняется равенство

$$\sin \theta_2 / \sin \theta_1 = \sqrt{V_1} / \sqrt{V_2},$$

где V_1 — потенциал первого участка Э.п. и пространства перед ним, V_2 — потенциал последнего участка призмы и пространства за ним. Потенциал V принимаю равным нулю там, где равна нулю скорость частиц. При этом условн. электронно-оптич. показатель преломления $n_e = \sqrt{V}$. Т.о., отклонение пучка зарядж. частиц в телескопич. системс подчиняется закону, совершенно аналогичному *Снегдалу* закона преломления в световой оптике. Для увеличения дисперсии применяю сложную Э.п., состоящую из двух телескопич. систем, расположенных под углом друг к другу. Такие Э.п. служат диспергирующими элементами в электронных спектрометрах.

В магн. Э.п. с «двумерным» полем роль цилиндрич. линз играют поля рассеяния на краях магн. полюсов. При определ. угле падения пучка на призму эти поля образуют телескопич. систему (рис. 2). Э.п. широко применяю в *бета-спектрометрах*, *масс-спектрометрах*. В последних дисперсия ионов по массе осуществляется магн. Э.п., а элктростатич. Э.п. применяю для дисперсии по энергии.

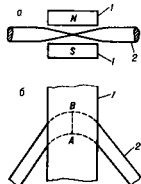


Рис. 2. Отклонение пучка заряженных частиц магнитной призмой: a — вид сверху; b — вид сверху; 1 — полюсы магнитной призмы; 2 — пучок заряженных частиц; AB — линейный фокус.

Лит.: Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, 2 изд., М., 1978; Применение призмных бета-спектрометров, Вильнюс, 1974; Электронно-оптические элементы призмных спектрометров заряженных частиц. А.-А., 1979. В. М. Кельман, И. В. Родникова.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ — спектры молекул, возникающие при переходах между их электронными уровнями энергии. Лежат в видимой и УФ-областях спектра. Чаще всего представляют собой совокупность систем электронно-колебат. полюс. Подробнее см. в ст. *Молекулярные спектры*.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ВЕТЕР — эффект «увлечения» элктрич. током в электронных проводниках (металлах или полупроводниках) собств. ионов и разл. дефектов структуры: примесных атомов или ионов, междоузлий, *вакансий*, *дислокаций* и т.п. Э.в. связан с нарушением локального механич. равновесия металла в элктрич. поле e с перераспределением импульса между *электронами проводимости* и ионной рещёткой (примером ещё одного эффекта такого типа является возбуждение звука в металле эл.-магн. волной).

Элктрич. поле в электронном проводнике вызывает не только поток электронов, но и перемещение собств. или примесных ионов (электролиз). Существуют две причины движения ионов под действием элктрич. поля: кулоновская сила, действующая на их заряды Z_i , и т.н. сила Э.в., возникающая вследствие передачи импульса ионам при рассеянии на них электронов проводимости. Неоднородное поле деформаций, окружающее дислокации, также рассеивает электроны проводимости, благодаря чему происходит увлечение дислокаций направленным потоком электронов и возникает коллективное перемещение ионного остова — движение дислокаций и соответствующая пластич. деформация (элктропластический эффект).

Механизм перемещения ионов в металле под действием элктрич. поля практически всегда является диффузионным: это диффузионные скачки отд. ионов и термически активированное перемещение дислокаций через различные барьеры. Но силы, вызывающие направленный дрейф ионов и дислокаций, обусловлены гл. обр. эффектом Э.в.

Увлечение ионов и дислокаций. Полная сила F , действующая на отд. ион в металле во внеш. элктрич. поле E , состоит из двух компонент:

$$F = Z_i E + F_{ei}. \quad (1)$$

Здесь Z_i — собств. заряд иона; 1-е слагаемое в (1) описывает кулоновскую силу; 2-е слагаемое F_{ei} возникает вследствие рассеяния носителей заряда на ионс. т.е. представляя собой силу Э.в. В рамках линейной теории элктропроводности сила F_{ei} пропорциональна плотности элктронного тока j , а вместе с ней и напряженности поля E . Это позволяет ввести т.н. заряд увлечения $Z_{ei} = F_{ei}/E$ и эфф. заряд Z_i^* иона:

$$F = Z_i^* E; \quad Z_i^* = Z_i + Z_{ei}. \quad (2)$$

При учёте анизотропии закона дисперсии электронов $\delta(p)$ заряд увлечения Z_{ei} из скалярной величины превращается в тензор 2-го ранга и ф-ла (2) имеет вид $F_{ei} = Z_{ei}^* E_i$ (k и s — координатные индексы).

Для примесных ионов в обычных металлах, как правило, $Z_{ei} \gg Z_i$, т.е. действие Э.в. значительно превосходит прямое действие элктрич. поля. Величина и знак заряда увлечения Z_{ei} существенно зависят от энергии, спектра электронов проводимости и их динамики; в частности, знак Z_{ei} определяется знаком *эффективной массы* носителей $m = (\hbar^2 d^2 \epsilon / dp^2)$, где $\delta(p)$ — закон дисперсии элктрона в зоне проводимости (значение производной берётся на *ферми-поверхности* F). Последнее означает, что электроны с $m > 0$ и дырки с $m < 0$ увлекаю ионы в разл. стороны относительно направления поля E .

В общем случае металла со сложной поверхностью Ферми, содержащей как электронные, так и дырочные полюсы (листы), для заряда увлечения справедливо выражение

$$Z_{ei} = e [n_i J_i \sigma_{is} - n_d / \sigma_{is}]. \quad (3)$$

Здесь e — заряд элктрона, n — концентрация носителей, σ_i — транспортное сечение рассеяния носителей на ионе, l — длина свободного пробега носителей, определяющая полную проводимость металла; индексы « s » и « d » означают, что соответствующие параметры относятся к электронам и дыркам. При высоких темп-рах, необходимых для наблюдения эффектов диффузионного переноса массы под действием Э.в., длина пробега l , как правило, определяется столкновением носителей с фононами. Из ф-л (2) и (3) следует, что в зависимости от соотношений между параметрами металла и примесей возможно увлечение примесей как к аноду, так и к катоду; напр., электронный перенос

примесей можно наблюдать в Cu, Pb, Ni, а дырочный — в W, Mo, Co.

В приближении свободных электронов можно воспользоваться соотношениями между I , σ и уд. электросопротивлением металла, что позволяет получить выраженные для Z_{ei} , связывающее его с экспериментально измеримыми величинами:

$$Z_{ei} = -Z_0 \frac{\rho_i}{C_i \rho} \quad (4)$$

Здесь Z_0 — заряд собств. иона металла; ρ_i — остаточное сопротивление, вносимое примесными ионами; C_i — атомная концентрация примесей; ρ — полное сопротивление металла. При темп-ре 900 °C для примесей Zn в Cu $Z_{ei} = 4e$, для примесей Al — 15e, для примесей Fe — 115e. Эти примеры показывают, что в металлах сила Э. в. вносит гл. вклад в перенос примесей. В металле с изотропным электронным спектром (квадратичный закон дисперсии) примесные ионы улеваются к аноду.

В чистых металлах (без дефектов и примесей) также возможен перенос собств. ионов, обусловленный Э. в. Он связан с различием сечения рассеяния электронов σ_0 на ионе, смещённом из положения равновесия на величину среднеквадратичной амплитуды тепловых колебаний, и сечением рассеяния σ_0^* на ионе, смещённом в результате большой тепловой флуктуации на величину порядка $a/2$ (a — период решётки). Эфф. заряд такого активированного иона равен

$$Z^* = Z_0 \left(1 - \frac{\sigma_0^*}{\sigma_0} \right) \quad (5)$$

Обычно $\sigma_0^* > \sigma_0$, и в металлах с изотропным электронным спектром собств. ионы улеваются током к аноду. Для Cu при $T = 900$ °C $Z^* \approx -10 Z_0$.

В полупроводниках вследствие малой концентрации носителей заряда эффект улевления уменьшается, и сечение рассеяния электронов и дырок на ионах значительно больше, чем в металлах. Значения Z_{ei} , сравнимые с Z_0 , реализуются в полупроводниках с большой подвижностью носителей заряда, малой диэлектрической проницаемостью и небольшой шириной запрещённой зоны (напр., InSb, InAs).

Обусловленный силой Э. в. электронеренос используется для очистки от микропримесей, при разделении изотопов, эффекты Э. в. существенно проявляются в электросварке.

Для дислокации сила Э. в. пропорциональна сечению рассеяния носителей на дислокации σ_d . Этот параметр имеет размерность длины, в простых металлах $\sigma_d \sim b$, где b — вектор Бюргера. В приближении свободных электронов сила улевления, отнесённая к единице длины дислокации, имеет вид

$$F_d = \frac{j}{e} \rho_F \sigma_d \quad (6)$$

где j — плотность тока, ρ_F — ферми-импульс.

Электронное торможение дислокаций. Дислокация — один из немногих дефектов, способных перемещаться в кристалле с большой скоростью (верх. граница скорости дислокации — скорость поперечного звука). В таких случаях наряду с силой улевления существует и сила торможения движущейся дислокации электронами. Для движущейся со скоростью V_d дислокации сила Э. в. описывается силой

$$F_d = B_d (v_{dr} - V_d), \quad B_d = n_e \rho_F \sigma_d \quad (7)$$

Здесь v_{dr} — ср. скорость дрейфа электронов, участвующих в переносе тока. Очевидно, что сила торможения существует и в отсутствие тока ($v_{dr} = 0$); она пропорциональна скорости дислокации и направлена в сторону, противоположную направлению её движения.

Действие Э. в. на движущиеся дефекты в металлах со сложным электронным спектром имеет особенность: силы улевления ионов и дислокаций электронами и дырками направлены в противоположные стороны, тогда как силы торможения разл. группами носителей имеют одинаковый знак.

Электронное торможение дислокаций играет значит. роль в кинетике пластич. деформации металлов при низких темп-рах. В частности, при переходе металла в сверхпроводящее состояние вследствие куперовского спаривания электронов (см. *Сверхпроводимость*) происходит резкое уменьшение силы Э. в. в сверхпроводнике коэф. B_d пропорционален числу нормальных возбуждений, k -рое экспоненциально убывает при темп-рах ниже темп-ры перехода. Это явление приводит к особенностям механич. свойств *сверхпроводников*: эффекту разупрочнения (вышеения пластичности) металла при N — S -переходе и обратному эффекту при S — N -переходе; появлению специфиц. особенностей вязкости металлов в окрестности и ниже темп-ры перехода и т. п.

Лит.: Фикс В. Б. Ионная проводимость в металлах и полупроводниках (Электронеренос), М., 1969; Каганов М. И., Крайченко В. Я., Нащук В. Д., Электронное торможение дислокаций в металлах, «УФН», 1973, т. 111, в. 4, с. 655. В. Д. Нащук.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ — теоретич. модель, описывающая новеление *электронной проводимости* в электронных проводниках. В модели Э. г. пренебрегают кулоновским взаимодействием между электронами. Оправданием пренебрежения кулоновским взаимодействием (на качеств. уровне) служат, во-первых, существование ионов кристаллич. решётки, эл.-статич. заряд k -рых в среднем компенсирует заряд электронов, а, во-вторых, экранирование зарядов, существенно уменьшающее радиус действия кулоновских сил.

Электроны движутся в периодич. поле кристаллич. решётки. Поэтому состояние отд. электрона определяется его квазиимпульсом p и номером энергетич. зоны s (см. *Зонная теория*). Закон дисперсии (зависимость энергии ϵ_s электрона в зоне s от квазиимпульса p) — сложная периодич. ф-ция. Э. г. — газ частиц со сложным законом дисперсии.

Как и свободные электроны, частицы Э. г. подчиняются *Ферми — Дираку статистике*. Э. г. — газ *фермионов*. Малое число электронов в полупроводниках (по сравнению с металлами) иногда позволяет для описания свойств Э. г. в полупроводниках использовать *Больцмановскую статистику*.

Частицы Э. г. рассеиваются на *фононах*, друг на друге (межэлектронное рассеяние) и на любых нарушениях периодичности кристаллич. решётки (см. *Рассеяние носителей заряда*). Поэтому они имеют конечную длину свободного пробега l , конечное время жизни $\tau = l/v$, где v — тепловая скорость электрона. Чем лучше выполняются неравенства

$$\frac{h}{\tau} \ll p; \quad \frac{h}{\tau} \ll \epsilon(p),$$

тем Э. г. ближе к идеальной газу.

Модель Э. г. позволяет вычислить многие термодинамич. и кинетич. характеристики электронных проводников. В нек-рых случаях (в полупроводниках) Э. г. может иметь темп-ру, отличную от темп-ры решётки (см. *Горячие электроны*). Под воздействием высокочастотных эл.-магн. полей Э. г. металлов и полупроводников (особенно в постоянном магн. поле) ведёт себя как электронная или электронно-дырочная плазма (см. *Плазма твёрдых тел*); об Э. г. под действием сильного давления см. в ст. *Экстремальное состояние вещества*.

Исторически первым и простейшим вариантом модели Э. г. была теория металлов Друде — Лоренца, в k -рой Э. г. рассматривался как идеальный газ (см. *Друде теория металлов*). Теория Друде — Лоренца сменила *Зоммерфельдову теорию металлов*, в k -рой учтено вырождение Э. г. Теория Э. г. по Друде — Лоренцу сохраняет своё значение для полупроводников, если принять во внимание, что число частиц Э. г. зависит от темп-ры, а *эффективная масса* носителей заряда отлична от массы свободного электрона. Этим учитывается взаимодействие электронов с кристаллич. решёткой.

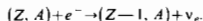
В электронной теории металлов наряду с моделью Э. г. используется модель *электронной ферми-жидкости*, когда необходимо учесть межэлектронное взаимодействие (см. *Квантовая жидкость*). Реально это удаётся

осуществить вблизи основного состояния электронной системы. При $kT \ll \epsilon_F$, где ϵ_F — ферми-энергия, термодинамич. ф-лы и многие ф-лы физ. кинетики не изменяются при переходе от модели Э. г. к модели электронной ферми-жидкости, если под $\epsilon(p)$ — ϵ понимать энергию квазичастицы (еще принято отсчитывать от энергии Ферми). Согласно теории ферми-жидкости, энергия квазичастицы учитывает взаимодействие между электронами; заряд квазичастицы равен заряду свободного электрона; число квазичастиц равно числу частиц Э. г. В полупроводниках из-за малости числа частиц электронного газа взаимодействие между электронами несущественно.

Лит. см. при ст. *Металлы, Полупроводники.*

М. И. Касанов, Э. М. Эштетин.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАХВАТ — тип бета-распада ядер, состоящий в захвате ядром электрона с одной из внутр. оболочек атома. При этом один протон ядра превращается в нейтрон, т. е. атом (Z, A) (Z — ат. номер; A — массовое число) превращается в атом ($Z-1, A$). Это превращение происходит по схеме



Здесь e^- — электрон, захватываемый ядром атома (Z, A) с K, L и др. оболочек; ν_e — электронное нейтрино.

Процесс Э. з. сопровождается испусканием характеристич. рентг. излучения атома ($Z-1, A$), образующимся при заполнении вакансий в его оболочке, а также очень слабого эл.-магн. излучения с непрерывным спектром, верх. граница к-рого определяется разностью масс начального и конечного атомов (за вычетом энергии кванта характеристич. излучения). Это излучение паз. внутр. тормозным излучением. Если в результате Э. з. ядро ($Z-1, A$) оказывается в возбужденном состоянии, то процесс сопровождается также испусканием γ -излучения. Если разность масс атомов (Z, A) и ($Z-1, A$) превосходит удвоенную массу покоя электрона, т. е. с Э. з. начинает конкурировать бета-распад с испусканием позитрона (β^+).

Нек-рые нуклиды, претерпевающие Э. з. с переходом в основное состояние дочернего ядра, используются как источники монохроматич. рентг. излучения, напр. распада: $^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{54}\text{Mn}$ ($\epsilon_{\text{рентг.}} = 5,9$ кэВ), $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$ ($\epsilon_{\text{рентг.}} = 22$ кэВ). Такие источники применяются во многих исследованиях в биомедицине, материаловедении, дефектоскопии и др.

Лит. см. при ст. *Бета-распад ядер.*

А. А. Сорокин.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ — резонансный линейный ускоритель электронов, в к-ром используется ускорение на бегущей эл.-магн. волне. При таком ускорении направление движения электронов остается практически неизменным, поэтому они почти не теряют энергию на излучение и их можно ускорить до очень высоких энергий (десятки и сотни ГэВ). Подробн. см. *Линейные ускорители.*

ЭЛЕКТРОННЫЙ МИКРОСКОП — прибор для наблюдения и фотографирования многократно (до 10^6 раз) увеличенного изображения объекта, в к-ром вместо световых лучей используются пучки электронов, ускоренных до больших энергий (30—1000 кэВ и более) в условиях глубокого вакуума. Физ. основы корпускулярно-лучевых оптич. приборов были заложены в 1827, 1834—35 (почти за стол. лет до появления Э. м.) У. Р. Гамильтоном (W. R. Hamilton), установившим существование аналогии между прохождением световых лучей в оптически неоднородных средах и траекториями частиц в силовых полях. Целесообразность создания Э. м. стала очевидной после выдвижения в 1924 гипотезы о волнах де Бройля, а техн. предпосылки были созданы Х. Бушем (H. Busch), к-рый в 1926 исследовал фокусирующие свойства осесимметричных полюсов и разработал магн. электронную линзу. В 1928 М. Кноль (M. Knoll) и Е. Руска (E. Ruska) приступили к созданию первого магн. просвечивающего Э. м. (ПЭМ) и спустя три года получили изображение объекта, сформированное пучками электронов. В последующие годы (М. фон Арденне (M. von Ardenne), 1938; В. К. Зворыкин, США, 1942) были

построены первые растровые Э. м. (РЭМ), работающие на принципе сканирования, т. е. последовательного от точки к точке перемещения тонкого электронного пучка (зонда) по объекту. К сер. 1960-х гг. РЭМ достигли высокого техн. совершенства, и с этого времени началось их широкое применение в науч. исследованиях. ПЭМ обладают самой высокой разрешающей способностью, превосходя по этому параметру световые микроскопы в неск. тысяч раз. Приб. д разрешения, характеризующий способность прибора отобразить раздельно две максимально близко расположенные детали объекта, у ПЭМ составляет 0,15—0,3 нм, т. е. достигает уровня, позволяющего наблюдать атомарную и молекулярную структуру исследуемых объектов. Столь высокие разрешения достигаются благодаря чрезвычайной малой длине волны электронов. Лизмы Э. м. обладают aberrациями, эффективных методов коррекции к-рых не найдено в отличие от светового микроскопа (см. *Электронная и ионная оптика*). Поэтому в ПЭМ магн. *электронные лизмы* (ЭЛ), у к-рых aberrации на порядок величины меньше, полностью вытеснили электростатические. Оптимальным диафрагмированием (см. *Диафрагма* в электронной и ионной оптике) удается снизить сферич. aberrацию объектива, влияющую на разрешающую способность Э. м. Находящиеся в эксплуатации ПЭМ можно разделить на три группы: Э. м. высокого разрешения, упрощенные ПЭМ и уникальные сверхвысоковольтные Э. м.

ПЭМ с высокой разрешающей способностью (0,15—0,3 нм) — универсальные приборы многоцелевого назначения. Используются для наблюдения изображения объектов в светлом и темном поле, изучения их структуры электронографич. методом (см. *Электронография*), проведения локального количеств. спектрального анализа при помощи спектрометра энергетич. потерь электронов и рентгеновских кристаллич. и полупроводникового спектрометров и получения спектролинии. изображения объектов с помощью фильтра, отсеивающего электроны с энергиями вне заданного энергетич. окна. Потери энергии электронов, пропущенных фильтром и формирующих изображение, вызваны присутствием в объекте какого-то одного хим. элемента. Поэтому контраст участков, в к-рых присутствует этот элемент, возрастает. Перемещением окна по энергетич. спектру получают распределения разл. элементов, содержащихся в объекте. Фильтр используется также в качестве монохроматора для повышения разрешающей способности Э. м. при исследованиях объектов большой толщины, увеличивающих разброс электронов по энергиям и (как следствие) хроматическую aberrацию.

С помощью дополнит. устройств и приставок изучаемый в ПЭМ объект можно наклонять в разных плоскостях на большие углы к оптич. оси, нагревать, охлаждать, деформировать. Ускоряющие электроны напряжением в высокоразрешающих Э. м. составляет 100—400 кВ, оно регулируется ступенчато и отличается высокой стабильностью: за $1-3$ мин не допускается изменение его величины более чем на $(1-2) \cdot 10^{-6}$ от исходного значения. От ускоряющего напряжения зависит толщина объекта, которую можно «просветить» электронным пучком. В 100-киловольтных Э. м. изучают объекты толщиной от 1 до неск. десятков нм.

Схематич. ПЭМ описываемого типа приведен на рис. 1. В его электроно-опич. системе (колоние) с помощью вакуумной системы создается глубокий вакуум (давление до $\sim 10^{-5}$ Па). Схема электроно-опич. системы ПЭМ представлена на рис. 2. Пучок электронов, источником к-рых служит термокатод, формируется в *электронной пушке* и высоковольтным ускорителем и затем дважды фокусируется первым и вторым конденсорами, создающими на объекте электронное «пятно» малых размеров (при регулировке диаметр пятна может меняться от 1 до 20 мкм). После прохождения сквозь объект часть электронов рассеивается и задерживается апертурной диафрагмой. Нерассеянные электроны проходят через отверстие диафрагмы и фокусируются объективом в ирредентной плоскости промежуточной электронной лизы. Здесь формируется первое увеличенное изображение. Последую-

рис. 1. Электронный микроскоп просвечивающего типа (ПЭМ): 1—электронная пушка с ускорителем; 2—конденсорные линзы; 3—объективная линза; 4—проецирующие линзы; 5—световой микроскоп, дополнительно увеличивающий изображение, наблюдаемое на экране; 6—тубус со смотровыми окнами, через которые можно наблюдать изображение; 7—высоковольтный кабель; 8—вакуумная система; 9—пульта управления; 10—стенд; 11—высоковольтное питающее устройство; 12—источник питания линз.

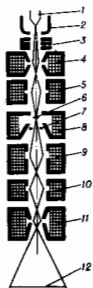
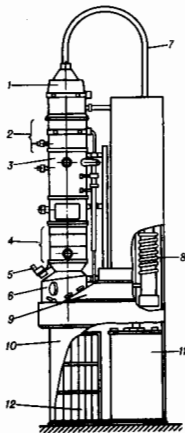


рис. 2. Электронно-оптическая схема ПЭМ: 1—катод; 2—фокусирующий цилиндр; 3—ускоритель; 4—первый (короткофокусный) конденсор, создающий уменьшенное изображение источника электронов; 5—второй (длиннофокусный) конденсор, который переносит уменьшенное изображение источника электронов на объект; 6—объект; 7—апертурная диафрагма объектива; 8—объектив; 9, 10, 11—система проекционных линз; 12—катодолуминесцентный экран.

шие линзы создают второе, третье и т. д. изображения. Последняя — проекционная — линза формирует изображение на катодолуминесцентном экране, который светится под воздействием электронов. Степень и характер рассеяния электронов неодинаковы в различных точках объекта, т. е. толщина, плотность, структура и хим. состав объекта меняются от точки к точке. Соответственно изменяется число электронов, прошедших через апертурную диафрагму, а следовательно, и плотность тока на изображении. Возникает амплитудный контраст, к-рый преобразуется в световой контраст на экране. В случае тонких объектов превалирует *фазовый контраст*, вызываемый изменением фаз волн де Бройля, рассеянных в объекте и интерферирующих в плоскости изображения. Под экраном Э. м. расположен магазин с фотопластинами, при фотографировании экран убирается и электроны воздействуют на фотосъёмный слой. Изображение фокусируется объективной линзой с помощью плавной регулировки тока, изменяющей её магн. поле. Токами др. электронных линз регулируется увеличение Э. м., к-рое равно произведению увеличений всех линз. При больших увеличениях яркость свечения экрана становится недостаточной и изображение наблюдают с помощью усилителя яркости. Для анализа изображения производится аналогово-цифровое преобразование содержащейся в нём информации и обработка на компьютере. Усиленное и обработанное по заданной программе изображение выводится на экран компьютера и при необходимости вводится в запоминающее устройство.

Упрощённые ПЭМ предназначены для науч. исследований, в к-рых не требуется высокая разрешающая способность. Их используют также для предвар. просмотра объектов, рутинной работы и в учебных целях. Эти приборы просты по конструкции (один конденсор, 2—3 электронные линзы для увеличения изображения объекта), имеют меньшее (60—100 кВ) ускоряющее напряжение

и более низкую стабильность высокого напряжения и токов линз. Их разрешающая способность 0,5—0,7 нм.

Сверхвысоковольтные Э. м. (СВЭМ) — приборы с ускоряющим напряжением от 1 до 3,5 МВ — представляют собой крупногабаритные сооружения высотой от 5 до 15 м. Для них оборудуют спец. помещения или строят отдельные здания, являющиеся составной частью комплекса СВЭМ. Первые СВЭМ предназначались для исследования объектов большой (1—10 мкм) толщины, при к-рой сохраняются свойства массивного твёрдого тела. Из-за сильного влияния хроматич. aberrаций разрешающая способность таких Э. м. снижается. Однако по сравнению со 100-киловольтными Э. м. разрешение изображения толстых объектов в СВЭМ и 10—20 раз выше. Так как энергия электронов в СВЭМ больше, то длина их волны меньше, чем в ПЭМ высокого разрешения. Поэтому после решения сложных техн. проблем (на это ушло не одно десятилетие) и реализации высокой виброустойчивости, надёжной виброизоляции и достаточной механич. и электр. стабильности на СВЭМ была достигнута самая высокая (0,13—0,17 нм) для просвечивающих Э. м. разрешающая способность, позволяющая фотографировать изображения атомарных структур. Однако сферич. aberrация и дефокусировка объектива искажают изображения, полученные с предельным разрешением, и мешают получению достоверной информации. Этот информационный барьер преодолевается с помощью фокальных серий изображений, к-рые получают при разл. дефокусировке объектива. Параллельно для тех же дефокусировок проводят моделирование изучаемой атомарной структуры на компьютере. Сравнение фокальных серий с сериями модельных изображений помогает расшифровать микрофотографии атомарных структур, сделанные на СВЭМ с предельным разрешением. На рис. 3 представлена схема СВЭМ, разме-

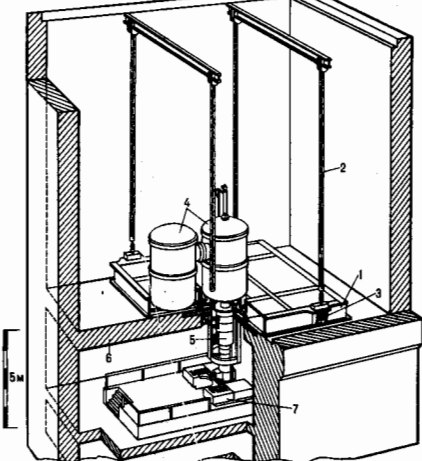


рис. 3. Сверхвысоковольтный электронный микроскоп (СВЭМ): 1—виброизолирующая платформа; 2—цели, на которых висит платформа; 3—амортизирующие пружины; 4—бак, в котором находится генератор высокого напряжения и ускоритель электронов с электронной пушкой; 5—электронно-оптическая колонна; 6—перегородки, разделяющие здание СВЭМ на верхний и нижний залы и защищающие персонал, работающий в нижнем зале, от рентгеновского излучения; 7—пульт управления микроскопом.

щённого в спец. здании. Осн. узлы прибора объединены в единый комплекс с помощью платформы, к-рая подвешена к потолку на четырёх цепях и амортизационных пружинах. Сверху на платформе находятся два бака, наполненные электронно-ионизационным газом под давлением 3—5 атм. В один из них помещён высоковольтный генератор, в другой — электростатич. ускоритель электронов с электронной пушкой. Оба бака соединены патрубком, через к-рый высокое напряжение от генератора передаётся на ускоритель. Снизу к баку с ускорителем примыкает электронно-оптич. колонна, расположенная в нижней части здания, защитной перекрытием от рентг. излучения, возникающего в ускорителе. Все перечисленные узлы образуют жёсткую конструкцию, обладающую свойствами физ. маятника с большим (до 7 с) периодом соевств. колебаний, к-рые гасятся жидкостными демпферами. Маятниковая система подвески обеспечивает эффективную изоляцию СВЭМ от внеш. вибраций. Управление прибором производится с пульта, находящегося около колонны. Устройство линз, колонны и др. узлов прибора подобно соответствующим устройствам ПЭМ и отличается от них большими габаритами и весом.

Растровые Э. м. (РЭМ) с термоэмиссионной пушкой — самый распространённый тип приборов в *электронной микроскопии*. В них применяются вольфрамовые и гексаборид-лантановые термокатоды. Разрешающая способность РЭМ зависит от электронной яркости пушки и в приборах рассматриваемого класса составляет 5—10 им. Ускоряющее напряжение регулируется в пределах от 1 до 30—50 кВ. Устройство РЭМ показано на рис. 4. При помощи двух или трёх электронных линз на поверхность об-

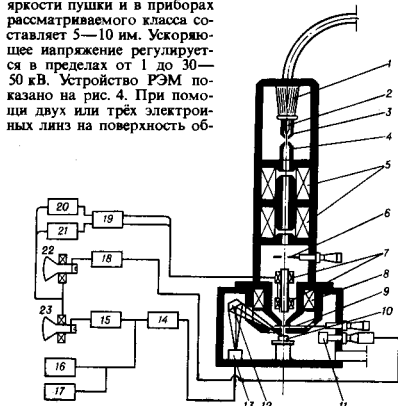


Рис. 4. Схема растрового электронного микроскопа (РЭМ): 1 — изолятор электронной пушки; 2 — *V*-образный термокатод; 3 — фокусирующий электрод; 4 — анод; 5 — конденсорные линзы; 6 — диафрагма; 7 — двухлучевая отклоняющая система; 8 — объект; 9 — апертурная диафрагма объекта; 10 — объект; 11 — детектор вторичных электронов; 12 — кристаллический спектрометр; 13 — пропорциональный счётчик; 14 — предварительный усилитель; 15 — блок усиления; 16, 17 — аппаратура для регистрации рентгеновского излучения; 18 — блок усиления; 19 — блок регулировки увеличения; 20, 21 — блоки горизонтальной и вертикальной развёртки; 22, 23 — электронно-лучевые трубки.

разца фокусируется узкий электронный зонд. Магн. отклоняющие катушки развёртывают зонд по заданной площади на объекте. При взаимодействии электронов зонда с объектом возникает несколько видов излучений (рис. 5): вторичные и отражённые электроны; оже-электроны; рентгеновое *тормозное излучение* и характеристическое излучение (см. *Характеристический спектр*); световое излучение и т. д. Любое из излучений, токи электронов, прошедших сквозь объект (если он тонкий) и поглощённых

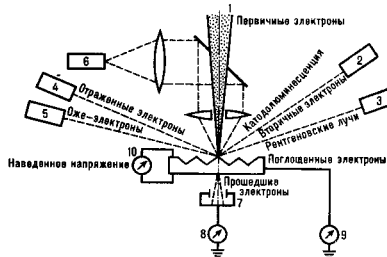


Рис. 5. Схема регистрации информации об объекте, получаемой в РЭМ: 1 — первичный пучок электронов; 2 — детектор вторичных электронов; 3 — детектор рентгеновского излучения; 4 — детектор отражённых электронов; 5 — детектор оже-электронов; 6 — детектор светового излучения; 7 — детектор прошедших электронов; 8 — схема для регистрации тока поглощённых в объекте электронов; 9 — схема для регистрации тока поглощённых в объекте электронов; 10 — схема для регистрации наведённого на объекте электрического потенциала.

в объекте, а также напряжение, наведённое на объекте, могут регистрироваться соответствующими детекторами, преобразующими эти излучения, токи и напряжения в электрич. сигналы, к-рые после усиления подаются на электронно-лучевую трубку (ЭЛТ) и модулируют её пучок. Развёртка пучка ЭЛТ производится синхронно с развёрткой электронного зонда в РЭМ, и на экране ЭЛТ наблюдается увеличенное изображение объекта. Увеличение равно отношению размера кадра на экране ЭЛТ к соответствующему размеру на сканируемой поверхности объекта. Фотографируют изображение непосредственно с экрана ЭЛТ. Осн. достоинство РЭМ — высокая информативность прибора, обусловленная возможностью наблюдать изображения, используя сигналы разл. детекторов. С помощью РЭМ можно исследовать микрорельеф, распределение хим. состава по объекту, *p-n*-переходы, производить рентг. спектральный анализ и др. РЭМ широко применяются и в техкол. процессах (контроль в электронно-литографии, технология, проверка и выявление дефектов в микросхемах, метрология микровезделий и др.).

Высокая разрешающая способность РЭМ реализуется при формировании изображения с использованием вторичных электронов. Она находится в обратной зависимости от диаметра зоны, из к-рой эти электроны эмитируются. Размер зоны зависит от диаметра зонда, свойств объекта, скорости электронов первичного пучка и т. д. При большой глубине проникновения первичных электронов вторичные процессы, развояющиеся во всех направлениях, увеличивают диаметр зоны и разрешающая способность падает. Детектор вторичных электронов состоит из *фотоэлектронного умножителя* (ФЭУ) и электронно-фотонного преобразователя, осн. элементом к-рого является сцинтиллятор. Число вышек сцинтиллятора пропорционально числу вторичных электронов, выбитых в данной точке объекта. После усиления в ФЭУ и в видеосигнале сигнал модулирует пучок ЭЛТ. Величина сигнала зависит от топографии образца, наличия локальных электрич. и магн. микрочастиц, величины коэф. вторичной электронной эмиссии, к-рый, в свою очередь, зависит от хим. состава образца в данной точке.

Отражённые электроны улавливаются полупроводниковым детектором с *p-n*-переходом. Контраст изображения обусловлен зависимостью коэф. отражения от угла падения первичного пучка в данной точке объекта и от ат. номера вещества. Разрешение изображения, получаемого в «отражённых электронах», ниже, чем получаемого с помощью вторичных электронов (иногда на порядок величине). Из-за прямолинейности полёта электронов инфор-

мания об отл. участках объекта, от к-рых прямого пути к ленте нет, терется (возникают тени). Для устранения потерь информации, а также для формирования изображения рельефа образца, на к-ром не влияет его элементный состав и, наоборот, для формирования картины распределения хим. элементов в объекте, на к-рую не влияет его рельеф, в РЭМ применяется детекторная система, состоящая из неск. размещенных вокруг объекта детекторов, сигналы к-рых вычитаются один из другого или суммируются, а результирующий сигнал после усиления подается на модулятор ЭЛТ.

Рентг. характеристич. излучение регистрируется кристаллич. (волноводисперсным) или полупроводниковым (энергодисперсным) спектрометрами, к-рые взаимно дополняют друг друга. В первом случае рентг. излучение после отражения кристаллом спектрометра попадает в газ. люминесцентный счётчик, а во втором — рентг. кванты возбуждают сигналы в полупроводниковом охлаждаемом (для снижения шума) детекторе из кремния, легированного литием, или из германия. После усиления сигнала спектрометров могут быть воданы на модулятор ЭЛТ и на её экране возникает картина распределения того или иного хим. элемента по поверхности объекта.

На РЭМ, оснащённом рентг. спектрометрами, производится локальный количеств. анализ: регистрируют число импульсов, возбуждаемых рентг. квантами от участка, на к-ром остановлен электронный зонд. Кристаллич. спектрометр с помощью набора кристаллов-анализаторов с разл. межплоскостными расстояниями (см. *Брегга—Вульфа условие*) дискриминирует с высоким спектр. разрешением характеристич. спектр по длинам волн, перекрывая диапазон элементов от Ве до U. Полупроводниковый спектрометр дискриминирует рентг. кванты по их энергиям и регистрирует одновременно все элементы от В (или С) до U. Его спектральное разрешение ниже, чем у кристаллич. спектрометра, но выше чувствительность. Имеются и др. преимущества: быстрая выдача информации, простая конструкция, высокие эксплуатационные характеристики.

Растровые оже-Э. м. (РОЭМ) — приборы, в к-рых при сканировании электронного зонда детектируются оже-электроны из глубины объекта не более 0,1—2 нм. При такой глубине зона выхода оже-электронов не увеличивается (в отличие от электронов вторичной эмиссии) и разрешение прибора зависит только от диаметра зонда. Прибор работает при сверхвысоком вакууме (10^{-7} — 10^{-9} Па). Его ускоряющее напряжение ок. 10 кВ. На рис. 6 представлено устройство РОЭМ.

Электронная пушка состоит из гексаборид-лантагового или зольфрамового термокатада, работающего в режиме Шоттки, и трёхэлектродной электростатич. линзы. Электронный зонд фокусируется этой линзой в фокальной плоскости к-рого находится объект. Сбор оже-электронов производится с помощью цилиндрич. зеркального анализатора.

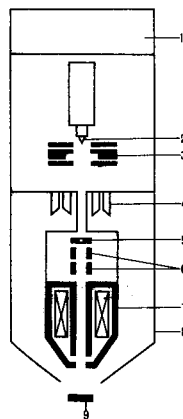


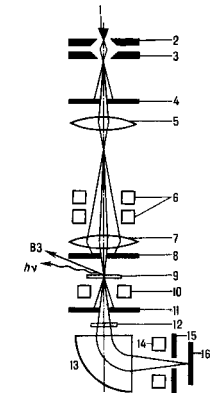
Рис. 6. Схема растрового оже-электронного микроскопа (РОЭМ): 1 — нонный насос; 2 — катод; 3 — трёхэлектродная электростатическая линза; 4 — многоканальный детектор; 5 — апертурная диафрагма объектива; 6 — двухъярусная отклоняющая система для развёртки электронного зонда; 7 — объектив; 8 — наружный электрод цилиндрического зеркального анализатора; 9 — обект.

ра энергий, внутренний электрод к-рого охватывает корпус объектива, а внешний примакает к объекту. С помощью анализатора, дискриминирующего оже-электроны по энергиям, исследуется распределение хим. элементов в поверхностном слое объекта с субмикронным разрешением. Для исследования глубинных слоев прибор оснащается ионной пушкой, при помощи к-рой удаляются верхние слои объекта методом ионно-лучевого травления.

РЭМ с **автоматической пушкой** обладают высокой разрешающей способностью (до 2—3 нм). В автоматической пушке используется катод в форме острия, у вершины к-рого возникает сильное электрич. поле, вырывающее электроны из катода (*автоэлектронная эмиссия*). Электронная яркость пушки с автоматическим катодом в 10^3 — 10^4 раз выше яркости пушки с термокатодом. Соответственно увеличивается ток электронного зонда. Поэтому в РЭМ с автоматической пушкой осуществляют наряду с медленной быстрой развёрткой, а диаметр зонда уменьшают для повышения разрешающей способности. Однако автоматический катод работает устойчиво лишь при сверхвысоком вакууме (10^{-7} — 10^{-9} Па), что усложняет конструкцию и эксплуатацию таких РЭМ.

Просвечивающие растровые Э. м. (ПРЭМ) обладают столь же высокой разрешающей способностью, как и РЭМ. В этих приборах применяются автоматические пушки, работающие в условиях сверхвысокого вакуума (до 10^{-9} Па), обеспечивающие достаточный ток в зонде малого диаметра (0,2—0,3 нм). Диаметр зонда уменьшают дис магн. линзы (рис. 7). Ниже объекта расположены детекто-

Рис. 7. Принципиальная схема просвечивающего растрового электронного микроскопа (ПРЭМ): 1 — автоматический катод; 2 — промежуточный анод; 3 — анод; 4 — диафрагма «осветителя»; 5 — магнитная линза; 6 — двухъярусная отклоняющая система для развёртки электронного зонда; 7 — магнитный объектив; 8 — апертурная диафрагма объектива; 9 — обект; 10 — отклоняющая система; 11 — кольцевой детектор рассеянных электронов; 12 — детектор нерассеянных электронов (удаляется при работе магнитного спектрометра); 13 — магнитный спектрометр; 14 — отклоняющая система для отбора электронов с различными потерями энергии; 15 — щель спектрометра; 16 — детектор спектрометра; ВЭ — вторичные электроны; hv — рентгеновское излучение.



ры — центральный и кольцевой. На первый попадают нерассеянные электроны, и после преобразования и усиления соответствующих сигналов на экране ЭЛТ появляется светлословное изображение. На кольцевом детекторе собираются рассеянные электроны, создающие темнопольное изображение. В ПРЭМ можно исследовать более толстые объекты, чем в РЭМ, т. к. возрастание числа неупруго рассеянных электронов с толщиной не влияет на разрешение (после объекта электронная оптика для формирования изображения отсутствует). С помощью анализатора энергии электроны, прошедшие сквозь объект, разделяются на упруго и неупруго рассеянные пучки. Каждый пучок падает на свой детектор, и на ЭЛТ наблюдаются соответствующие изображения, содержащие дополнит. информацию об элементном составе объекта. Высокое разрешение в ПРЭМ достигается при медленных развёртках, т. к. в зонде диаметром всего 0,2—0,3 нм ток получается малым. ПРЭМ оснащаются всеми используемым в электронной микроскопии устройствами для аналитич. исследова-

дования объектов, и в частности спектрометрами энергии, потерь электронов, рентг. спектрометрами, сложными системами детектирования прошедших, обратно рассеянных и вторичных электронов, выделяющих группы электронов, рассеянных на разл. углах, имеющих разл. энергию и т. п. Приборы комплектуются ЭВМ для комплексной обработки поступающей информации.

Эмиссионные Э. м. создают изображение объекта электроплати, к-рые эмитируют сам объект при нагревании, бомбардируемые первичным пучком электронов, под действием эл.-магн. излучения и при наложении сильного эл.тр. поля, выравнивающего электроны из объекта. Эти приборы обычно имеют узкое целевое назначение (см. *Электронный просктор*).

Зеркальные Э. м. служат гл. обр. для визуализации электростатич. «потенциальных рельефов» и магн. микролеия на поверхности объекта. Осн. электронно-опт. элементом прибора является *электронное зеркало*, причём одним из электродов служит сам объект, к-рый находится под небольшим отрицат. потенциалом относительно катода пушки. Электронный нучок направляется в электронное зеркало и отражается полем в непосредственной близости от поверхности объекта. Зеркало формирует на экране изображение («отражённых нучках»); микрополя возле поверхности объекта нераспределяют электроны отражённых нучков, создавая контраст в изображении, визуализирующий эти микрополя.

Перспективы развития Э. м. Совершенствование Э. м. с целью увеличения объёма получаемой информации, проводившееся многие годы, продолжится и в дальнейшем, а улучшение параметров приборов, и прежде всего повышение разрешающей способности, останется главной задачей. Работы по созданию электронно-опт. систем с малыми aberrациями пока не привели к реальному повышению разрешения Э. м. Это относится к иеосимметричным системам коррекции aberrаций, криогенной оптике, к линзам с корректирующим пространств. зарядом в приосевой области и др. Поиски и исследования в указанных направлениях ведутся. Продолжаются поисковые работы по созданию электронных голографич. систем, в т. ч. и с короткдейств. частотно-контрастных характеристик линз. Миниатюризация электростатич. линз и систем с использованием достижений микро- и нанотехнологий также будет способствовать решению проблемы создания электронной оптики с малыми aberrациями.

Лит.: Практическая растровая электронная микроскопия, под ред. Д. Гуодастейна, X. Яковича, пер. с англ., М., 1978; Спенс Д., Экспериментальная электронная микроскопия высокого разрешения, пер. с англ., М., 1986; Стоянов П. А., Электронный микроскоп СВМ-1, «Известия АН СССР, сер. физ.», 1988, т. 52, № 7, с. 1429; Хос П., Каспер Э., Основы электронной оптики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1993; Oechsler H., Scanning alyer microscope, Виде, Les Couches Mines, 1994, т. 50, № 271, р. 141; McMillan D., Scanning electron microscopy 1928—1965, («Scanning»), 1995, т. 17, № 3, с. 175. П. А. Стоянов

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (ЭПР)—резонансное поглощение (излучение) эл.-магн. волны радиочастотного диапазона (10^9 — 10^{12} Гц) парамагнетиками, парамагнетизм к-рых обусловлен электронами. ЭПР—частный случай парамагн. резонанса и более общее явление—*магнитное резонанса*. Лежит в основе радиоспектроскопии, методов исследования вещества (см. *Радиоспектроскопия*). Имет синоним—электронный спиновый резонанс (ЭСР), подчёркивающий важную роль в явлении спинов электронов. Открыт в 1944 Е. К. Завойским (СССР). В качестве парамагн. частиц (в случае конденсированных сред—парамагн. центров), определяющих парамагнетизм, могут выступать электроны, атомы, молекулы, комплексные соединения, дефекты кристалла, если они обладают отличным от нуля *магнитным моментом*. Источником возникновения магн. момента могут служить несбалансированный спин или отличный от нуля суммарный спин (момент кол-ва движения) электронов.

В постоянных магн. полях в результате снятия вырождения у парамагн. частицы возникает система магн. (спино-

вых) подуровней ϵ_i (см. *Зеемана эффект*). Между ними под действием эл.-магн. излучения возникают переходы, приводящие к поглощению (излучению) фотона с частотой $\omega_{ij} = |\epsilon_j - \epsilon_i|/\hbar$. В случае одного электрона в постоянном магн. поле H энергии подуровней $\epsilon_{1,2} = \pm g\beta H/2$ и соответственно частота ЭПР ω определяется соотношением

$$\hbar\omega = g\beta H, \quad (1)$$

где g —фактор спектроскопии, расщепления; β —магнетон Бора; обычно, $H = 10^3 \div 5 \cdot 10^4$ Э; $g \approx 2$.

Экспериментальные методы. Спектрометры ЭПР (радиоспектрометры) работают в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Используется техника СВЧ-диапазона—генератор (обычно *кльстрон*), система волноводов и резонаторов с детектирующим устройством. Образец объёмом в неск. мм³ помещается в область резонатора, где составляющая эл.-магн. волны (обычно магнитная), вызывающая переходы, имеет пучность. Резонатор устанавливается между полюсами электромагнита—источника постоянного магн. поля. Резонансное условие гина (1) обычно достигается нулём изменения напряжённости поля H при фиксированном значении частоты генератора ω . Значение магн. поля при резонансе (H_{P1}) в общем случае зависит от ориентации вектора H но отношению к образцу. Сигнал поглощения в виде типичного колоколообразного всплеска или его производной (рис. 1) наблюдается

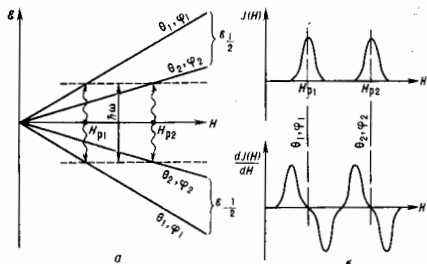


Рис. 1. Электронный парамагнитный резонанс: а—парамагнитная частица со спином $S = 1/2$, помещённая во внешнее магнитное поле, имеет два подуровня (ϵ_1, ϵ_2), каждый из которых изменяется пропорционально полю H и зависит от его ориентации по отношению к кристаллографическим осям, задаваемой углами θ и ϕ . При резонансных значениях магнитного поля H_{P1} и H_{P2} (углы θ_1, ϕ_1 и θ_2, ϕ_2) разность $\epsilon_2 - \epsilon_1 = \hbar\omega$ становится равной кванту энергии $\hbar\omega$ СВЧ-излучения. При этом в спектре поглощения (б) наблюдаются характерные всплески вблизи H_{P1} и H_{P2} (приведены сигнал поглощения и его производная).

с помощью осциллоскопа или самописца. Наиб. часто исследуется сигнал поглощения, пропорциональный мнимой части диамической магн. восприимчивости (χ'') образца. Однако в ряде случаев регистрируется её действительная часть (χ'), определяющая долю намагниченности, меняющуюся синфазно с магн. компонентой эл.-магн. волны. ЭПР может проявляться в виде микроволновых впадин опич. эффектов Фарадея и Коттона—Мутона. Для их регистрации используются волноводы, в конце к-рых устанавливаются спец. антенны, вращающиеся вокруг оси волновода и измеряющие новорот плоскости поляризации или эллиптичность волны, вышедшей из образца. Широкое распространение получили импульсные методы, позволяющие анализировать временные зависимости сигналов ЭПР (т. н. спиновую индукцию и *спиновые эхо*). Существует и ряд др. методов для изучения релаксаци. процессов, в частности для измерения времён релаксации.

Теоретическое описание. Для описания спектра ЭПР используется *спиновый самитонанс*, к-рый для каждо-

конкретного случая имеет свой вид. В общем случае он может быть представлен в форме, учитывающей все возможные взаимодействия парамагн. частицы (центра):

$$\hat{W} = \hat{W}_H + \hat{W}_z + \hat{W}_{\text{ст}} + \hat{W}_{\text{св}} + \hat{W}_A + \hat{W}_E, \quad (2)$$

где \hat{W}_H описывает взаимодействие с внеш. магн. полем H ; \hat{W}_z — взаимодействие с внутрискристаллич. электрич. полем; $\hat{W}_{\text{ст}}$ — магн. моментом собственного и окружающих ядер (сверхтонкое взаимодействие) и суперсверхтонкое взаимодействие; $\hat{W}_{\text{св}}$ — спин-спиновые взаимодействия парамагн. центров между собой (обменное взаимодействие, диполь-дипольное и др.); \hat{W}_A — взаимодействие с приложенным внеш. давлением P (деформациями); \hat{W}_E — с внеш. электрич. полем E . Каждое слагаемое, входящее в (2), может состоять из неск. членов, вид к-рых зависит от величины электронных и ядерных спинов и локальной симметрии центра. Часто встречающиеся выражения имеют вид:

$$\hat{W}_H = g\beta HS; \quad \hat{W}_z = A(S_z^{(i)})^2 + S_z^{(j)} + S_z^{(k)};$$

$$\hat{W}_{\text{ст}} = A(S^{(i)})^2; \quad \hat{W}_{\text{св}} = J(S^{(i)}S^{(k)});$$

$$\hat{W}_A = CP[S_z^2 - S(S+1)\hat{\epsilon}]/3;$$

$$\hat{W}_E = RE_z(\hat{S}_x\hat{S}_y + \hat{S}_y\hat{S}_x),$$

где g, A, J, C, R — параметры теории, $S^{(i)}$ и $I^{(k)}$ — i -й и k -й спины электронов и ядра; $\hat{\epsilon}$ — единичная матрица. Спиновый гамма-тонан (2) обычно относят к одному электронному или электронно-колеб. терму (обычно основному), предполагая, что другие термы отстоят от него на величину, значительно превышающую энергию кванта ЭПР-перехода. Но в ряде случаев, напр. при наличии Яна — Теллера эффекта, возбужденные термы могут находиться достаточно близко и их необходимо учитывать при описании спектров ЭПР. Тогда для сохранения формализма спинового гамма-тонана можно ввести эфф. спин ($S_{\text{эф}}$), связанный с общим числом состояний всех уровней (r) соотношением $r = 2S_{\text{эф}} + 1$. Другой подход возможен в рамках метода матрицы возмущения: находится полная матрица оператора возмущения на всех состояниях учитываемых уровней.

Каждое из слагаемых (2) может быть разделено на две части: статическую и динамическую. Статич. часть определяет положение линий в спектре, динамическая — вероятности квантовых переходов, в т. ч. обуславливающих и релаксац. процессы. Энергетич. структуру и волновые ф-ции находят, решая систему ур-ний, соответствующую (2). Число ур-ний равно

$$\sum_{k=1}^n (2S_k + 1) \prod_{p=1}^r (2I_p + 1),$$

где n и p — число фигурирующих в (2) спинов электронов и ядер. Обычно S и I принимают значения от $1/2$ до $7/2$; $n=1, 2, p=1-50$, что указывает на возможность существования секулярных ур-ний высокого порядка. Для преодоления техн. трудностей при диагонализации (2) используют приближенные (аналитические) расчёты. Не все слагаемые (2) одинаковы по величине. Обычно \hat{W}_H и \hat{W}_z превосходят др. члены, а \hat{W}_z и \hat{W}_E значительно меньше предыдущих. Это позволяет развить теорию возмущений в неск. этапов. Кроме того, разработаны спец. программы для ЭВМ.

Цель феноменологич. теории — нахождение для определ. перехода выражения для H_0 в ф-ции параметров спинового гамма-тонана и углов, характеризующих ориентацию внеш. полей относительно кристаллографич. осей. Сопоставлением ($H_{\text{теор}}$ с ($H_{\text{эксп}}$ устанавливается правильность выбора (2) и находятся параметры спинового гамма-тонана.

Параметры спинового гамма-тонана рассчитываются независимо с помощью методов квантовой механики, исходя из определ. модели парамагн. центра. При этом используют теорию кристаллич. поля, метод молекулярных орбиталей, др. методы квантовой химии и теории твёрдого тела. Осн. трудность этой проблемы состоит

в определении электронной энергетич. структуры и волновых ф-ций парамагн. центров. Если эти составляющие ур-ния Шрёдингера найдены, а операторы возмущения известны, задача сводится к вычислению лишь соответствующих матричных элементов. В силу сложности всего комплекса проблем полных расчётов параметров спинового гамма-тонана проведено пока мало и не во всех из них достигнуто удовлетворит. согласие с экспериментом. Обычно ограничиваются оценками по порядку величины, используя приближённые ф-лы.

Спектр ЭПР (число линий, их зависимость от ориентации внеш. полей относительно кристаллографич. осей) полностью определяется спиновым гамма-тонаном. Так, при наличии лишь зееманового взаимодействия выражение для энергии имеет вид $\mathcal{E}_M = g\beta H M$, где M — квантовое число оператора S_z , ирринимизируемое $2S+1$ значений: $-S, -S+1, \dots, S-1, S$. Магн. составляющая эл.-магн. волны в данном случае вызывает лишь переходы с правилами отбора $\Delta M = \pm 1$, и, в силу эквидистантности уровней, в спектре ЭПР будет наблюдаться одна линия. Нарушение эквидистантности возникает за счёт др. слагаемых спинового гамма-тонана. Так, аксиально симметричное слагаемое из \hat{W}_z , характериземое параметром D , добавляет

$$\text{к } \mathcal{E}_M \text{ член } (\Delta \mathcal{E}_M)_D = D[M^2 - \frac{1}{3}S(S+1)], \quad H_p \text{ оказывается}$$

зависимым от M , и в спектре будет наблюдаться $2S$ линий. Учёт слагаемого $AS_z I_z$ из $\hat{W}_{\text{ст}}$ приводит к добавке $(\Delta \mathcal{E}_M)_{\text{ст}} = AmI$, где m — квантовое число оператора I_z ; H_p будет зависеть от m , и в спектре ЭПР будет $2I+1$ линия. Другие слагаемые из (2) могут приводить к дополнительным, «запрещённым» правилам отбора (напр., $\Delta M = \pm 2$), что увеличивает число линий в спектре.

Специфическое расщепление линий возникает под действием электрич. поля (слагаемое \hat{W}_E). В кристаллах часто (корунд, вольфрамиты, кремний) существуют инверсионно неэквивалентные положения, в к-рых магн. с равной вероятностью находятся примесные ионы. Так как магн. поле нечувствительно к операции инверсии, оно эти положения не различает, и в спектре ЭПР линии от них совпадают. Приложенное к кристаллу электрич. поле для разных неэквивалентных положений в силу их взаимной инвертированности будет направлено в противоположные стороны. Поправки к H_0 (линейные по E) от разных положений будут с противоположными знаками, и смещение двух групп линий хромается в виде расщепления.

В отсутствие магн. поля ($\hat{W}_H = 0$) расщепление уровней, называемое начальным, обусловлено др. членами (2). Число возникающих уровней, кратность их вырождения зависят от величины спина и симметрии парамагн. центра. Между ними возможны переходы (соответствующее явление получило назв. бесчеловечного резонанса). Для его осуществления можно менять частоту ν эл.-магн. излучения, либо при $\nu = \text{const}$ менять расстояние между уровнями внеш. электрич. полем, давлением, изменением темп-ры.

Определение симметрии парамагнитного центра. Угл. зависимость $H_0(\theta, \varphi)$ отражает симметрию спинового гамма-тонана, к-рая в свою очередь связана с симметрией парамагн. центра. Это даёт возможность по виду ф-ции $H_0(\theta, \varphi)$, найденной экспериментально, определять симметрию центра. В случае высокосимметричных групп (O_h, T_d, C_{4v} и др.) функция $H_0(\theta, \varphi)$ обладает рядом характерных особенностей: 1) положения экстремумов для линий разных переходов совпадают; 2) расстояние между экстремумами равно $\pi/2$ (эффект ортогональности); 3) ф-ция H_0 симметрична относительно положений экстремумов и др. В случае низкосимметричных групп (C_1, C_2, C_3 и др.) все эти закономерности нарушены (эффекты низкой симметрии). Эти эффекты используются для определения структуры дефектов.

Обычному ЭПР соответствует спиновый гамма-тонан, не учитывающий электрич. полей ($\hat{W}_E = 0$). В него входят лишь операторы момента кол-ва движения и магн. поля. В силу их псевдосекторной природы макс. число псевдопадающих спиновых гамма-тонанов будет равно 11 (из 32 возможных точечных групп). Это приводит к неоднознач-

ности в определении симметрии парамагн. центров, к-рою можно устранить, используя внеш. эл. магн. поле. Линейный по E оператор \hat{W}_E различен для разных точечных групп, не обладающих центром инверсии (для инверсионных центров $\hat{W}_E=0$). На 1-м этапе из экспериментов без поля E определяется совокупность групп с одним и тем же гамма-тономом, соответствующая симметрия спектра обычного ЭПР. На 2-м этапе используется поле E и учитываются то обстоятельство, что в каждую совокупность групп входит лишь одна группа с центром инверсии.

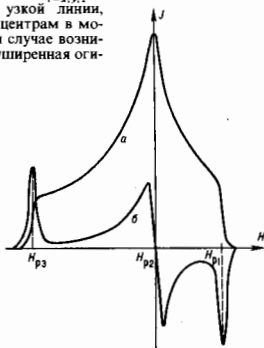
Исследование неупорядоченных систем. Наряду с изучением парамагн. центров в совершенных кристаллах ЭПР применяют и для исследования *неупорядоченных систем* (порошки, стекла, растворы, кристаллы с дефектами). Особенною таких систем является неодинаковость (неоднородность) условий в местах расположения центров из-за различий во внутр. эл. магн. (магн.) полях и деформациях, вызванных структурными искажениями кристалла; неэквивалентности ориентаций парамагн. центров по отношению к внеш. полям; неоднородности последних. Это приводит к разбросу параметров спинового гамма-тономана и как следствие к неоднородному уширению линий ЭПР. Изучение этих линий позволяет получить информацию о характере и степени дефектности кристалла. Неоднородное уширение любой природы можно рассматривать с единой точки зрения. Общее выражение для формы линии имеет вид:

$$J(H) = \int \psi [H - H_p(F)] V(F) \rho(F) dF, \quad (3)$$

где ψ — функция, описывающая исходную форму линии без учёта возмущающих факторов; $V(F)$ — вероятность перехода в единицу времени; $\rho(F)$ — ф-ция распределения параметров $F(F_1, F_2, \dots, F_k)$, характеризующих механизмы уширения (компоненты полей, деформации, углы). Так, в случае хаотически ориентированных парамагн. центров (порошки) под F следует понимать углы Эйлера, характеризующие ориентацию частицы порошка по отношению к системе координат, связанной с внеш. полями. На рис. 2 приведён типичный спектр ЭПР порошка для спинового гамма-тономана вида $\hat{H}_R = \beta \sum_{i=1,2,3} g_{ii} H_i \hat{S}_i$. Вместо угл. зави-

симости одионой узкой линии, присущей парамагн. центрам в монокристаллах, в этом случае возникает ориентационно уширенная огибающая линия.

Рис. 2. Сигнал электронного парамагнитного резонанса хаотически ориентированных парамагнитных центров. Линия поглощения (а) и её производная (б) в случае ромбической симметрии спинового гамма-тономана. Характерные точки спектра связаны с параметрами спинового гамма-тономана соотношениями $H_{pi} = \hbar \omega_i / g_i \mu_B$.



Релаксационные процессы. ЭПР сопровождается процессами восстановления нарушенного эл.-магн. излучением равновесия в среде, соответствующего распределению Больцмана. Эти релаксаци. процессы обусловлены связью между парамагн. центром и решёткой, а также центров между собой. Соответственно различают спин-решёточную и спин-спиновую релаксации. Если переходы под действием эл.-магн. волны преобладают, наступает явление насыщения (выравнивание населённости уров-

ней), проявляющееся в уменьшении сигнала ЭПР. Релаксаци. процессы характеризуются временами релаксации и описываются кинетич. уравнениями (см. *Кинетическое уравнение основное*). В случае двух уровней i и j уравнения для населённости n_i и n_j имеют вид

$$\dot{n}_i = -n_i a + n_j b, \quad \dot{n}_j = n_i a - n_j b,$$

где $a = v_{ij}^0 + v_{ji}$, $b = v_{ji}^0 + v_{ij}$, v_{ij}^0 и v_{ji} — вероятности перехода в единицу времени с уровня i на уровень j под действием эл.-магн. волны и релаксаци. механизмов соответственно ($v_{ij}^0 = v_{ji}$). Время релаксации T_p определяется выражением $T_p = (v_{ij}^0 + v_{ji})^{-1}$ и характеризует скорость установления равновесия. Релаксаци. процессы, определяя времена жизни частиц на спиновых уровнях, приводят к их уширению, что сказывается на ширине и форме линии ЭПР. Это уширение, к-рое одинаковым образом проявляется у всех парамагн. центров, принято называть однородным. Оно определяется, в частности, ф-цией ψ , входящую в (3).

Двойные резонансы. Для описания спиновой системы введено понятие спиновой температуры T_s . Определяющая распределение Больцмана связь между населённостью уровней и темп-рой обобщена на случай неравновесных населённости. Из неё при произвольных соотношениях населённости верх. (n_2) и ниж. (n_1) уровней следует, что $T_s = -(\delta_2 - \delta_1) / \ln(n_2/n_1)$. При $n_2 = n_1$ (насыщение) $T_s = \infty$, а при $n_2 > n_1$ величина $T_s < 0$. Возможность создания неравновесной населённости и, в частности, ситуаций, при к-рых $T_s = \infty$ и $T_s < 0$, привело к развитию двойных резонансов на базе ЭПР. Они характеризуются тем, что при наличии многоуровневой системы осуществляются резонансные переходы одновременно (или в определ. последовательности) на двух частотах (рис. 3). Цель

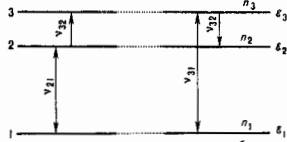


Рис. 3. Двойной резонанс в многоуровневой системе. Выделены 3 уровня, для которых $\delta_2 - \delta_1 \gg \delta_3 - \delta_2$ и $n_1^0 - n_2^0 \gg n_2^0 - n_3^0$ (n^0 — равновесное значение); а — усиление поглощения, интенсивным электромагнитным излучением насыщаются уровни 1 и 2, так что $n_1 \approx n_2 = (n_1^0 + n_2^0)/2$; в результате $n_2 - n_1$ увеличивается на $(n_1^0 - n_2^0)/2$, и сигнал поглощения на частоте ν_{23} резко возрастает; б — малерный эффект; насыщение уровней 1 и 3 приводит к необходимому условию $[n_1 - n_2 \approx (n_1^0 - n_2^0)/2 > 0]$ для генерирования эл.-магн. излучения на частоте ν_{32} .

осуществления двойных резонансов: увеличение интенсивности поглощения за счёт увеличения разности населённости (рис. 3, а); получение источника эл.-магн. излучения путём создания на верхнем уровне большей населённости, чем на нижнем (рис. 3, б). Принцип усиления сигнала лёг в основу реализации ряда двойных резонансов в случаях, когда в системе имеются спины разных сортов. Так, при наличии электронных и ядерных спинов возможен двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР). Сверхтонкое расщепление уровней обычно значительно меньше зеемановского. Это создаёт возможность усилить переходы между сверхтонкими подуровнями путём насыщения спин-электронных переходов. В метод ДЭЯР повышается не только чувствительность аппаратуры, но и её разрешающая способность, т. к. сверхтонкие взаимодействия с каждым ядром можно наблюдать непосредственно в соответствующем спин-ядерном переходе (в то время как анализ сверхтонкой структуры по спектру ЭПР во многих случаях затруднён из-за перекрывания линий). Благодаря этому преимуществам ДЭЯР нашёл широкое применение в физике твёрдого тела, и в частности в физике полупроводников. С его помощью удаётся проанализиро-

вать ядра многих координац. сфер вблизи дефекта, что позволяет однозначно определить его природу и свойства. Двойные резонансы, связанные с получением источников лд-магн. излучения, легли в основу работы квантовых генераторов, что привело к созданию и развитию нового направления — квантовой электроники.

Заключение. ЭПР нашёл широкое применение в разл. областях физики, химии, геологии, биологии, медицины. Интенсивно используется для изучения поверхности твёрдых тел, фазовых переходов, неупорядоченных систем. В физике полупроводников с помощью ЭПР исследуются мелкие и глубокие точечные примесные центры, свободные носители заряда, носитель-примесные пары и комплексы, радица, дефекты, дислокации, структурные дефекты, дефекты аморфизации, межслойные образования (типа границ Si—SiO₂), изучаются носитель-примесное взаимодействие, процессы рекомбинации, фотопроводимость и др. явления.

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Пул Ч., Тезика ЭПР-спектроскопии, пер. с англ., М., 1976; Абрагам А., Валин Б., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, пер. с англ., т. 1—2, М., 1972—73; Мейльман М. Л., Самойлович М. И., Введение в спектроскопию ЭПР активированных монокристаллов, М., 1977; Электрические эффекты в радиоспектроскопии, под ред. М. Ф. Дегтярева, М., 1981; Ройцин А. Б., Маевский В. Н., Радиоспектроскопия поверхности твёрдых тел, К., 1992; Радиоспектроскопия твёрдого тела, под ред. А. Б. Ройцина, К., 1992. **А. Б. Ройцин.**

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС акустической — см. *Акустический парамагнитный резонанс.*

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПРОЕКТОР (автоэлектронный микроскоп, полевой электронный микроскоп) — безлинзовый электронно-оптический прибор для получения увеличенного в 10^5 — 10^6 раз изображения поверхности твёрдого тела. Изобретён в 1936 Э. Мюллером (E. W. Müller). Осн. части Э. п.: катод в виде проволоки (острия) с точечным эмиттером на конце, радиус кривизны к-рого $\sim 10^{-7}$ — 10^{-8} м; стеклянная сфера, или конусообразная колба, дно к-рой покрыто слоем люминофора; анод в виде проводящего слоя на стенках колбы или проволочатого кольца, окружающего катод. Из колбы откачивается воздух (остаточное давление 10^{-9} — 10^{-11} мм рт. ст.). (В др. варианте катод и анод могут быть собраны в вакуумной камере.) Когда на анод подают положит. напряжение в неск. тыс. В относительно расположенного в центре колбы катода, напряженность электр. поля F у поверхности кончика острия достигает 10^7 — 10^8 В/см. Это обеспечивает интенсивную *автоэлектронную эмиссию*. При этом электроны эмитируются преним. с мест локального увеличения F : над небольшими неровностями и выступами поверхности эмиттера и с участков с пониженной работой выхода ϕ .

Эмитированные электроны, ускоряясь в радиальных (относительно острия) направлениях, бомбардируют экран, вызывая свечение люминофора, и создают на экране увеличенное контрастное изображение поверхности катода, как правило, отражающее её кристаллич. структуру (рис. 2, а к ст. *Ионный проектор*). Контраст автоэлектронного изображения определяется плотностью автоэмиссионного тока, к-рая зависит от локальной работы выхода ϕ , отражающей кристаллографии, строения поверхности эмиттера, и от величины поля F у поверхности эмиттера. Увеличение в Э. п. равно отношению $R/\beta r$, где R — расстояние катод—экран; $\beta \approx 1,5$ — константа, зависящая от геометрии трубки. Разрешающую способность Э. п. ограничивают наличие тангенциальных составляющих скоростей автоэлектронов у кончика острия и (в меньшей степени) явление дифракции электронов. Предел разрешения Э. п. составляет $(2-3) \cdot 10^{-7}$ м.

Э. п. применяются для изучения автоэлектронной эмиссии металлов и полупроводников, для определения работы выхода с разных граней монокристалла и др. для наблюдения фазовых превращений, изучения адсорбции и поверхностной диффузии атомов разл. веществ на проводящей поверхности, для исследования эффектов в сильных

полях и т. д. Э. п., при крайней простоте, обеспечивает высокую разрешающую способность. В случаях, когда её необходимо повысить до атомной, его легко перевести в режим *ионного проектора*.

Лит. см. при ст. Автоэлектронная эмиссия. В. Н. Шедкин. **ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК** — поток электронов, движущихся по близким траекториям в одном направлении, имеющий размеры, значительно большие в направлении движения, чем в поперечной плоскости. Поскольку Э. п. является совокупностью одноимённых заряд. частиц, внутри него нмеется *пространственный заряд* электронов, создающий собств. электр. поле. С др. стороны, движущаясь по близким траекториям электроны можно рассматривать как линейные токи, создающие собств. магн. поле. Электр. поле пространств. заряда создаёт силу, стремящуюся расширить пучок («дуловое расталкивание»), магн. поле линейных токов создаёт силу Лоренца, стремящуюся сжать пучок. Расчёт показывает, что действие пространств. заряда начинает заметно сжиматься (при энергиях электронов в неск. кэВ) при токах в неск. десятках мА тогда как «стягивающее» действие собств. магн. поля заметно проявляется только при скоростях электронов, близких к скорости света — энергии электронов порядка МэВ. Поэтому при рассмотрении Э. п., используемых в разл. электронных приборах, техн. установках, в первую очередь необходимо принимать во внимание действие собств. пространств. заряда, а действие собств. магн. поля учитывать только для релятивистских пучков.

Интенсивность Э. п. Осн. критерис условного разделения Э. п. на неинтенсивные и интенсивные является необходимость учёта действия поля собств. пространств. заряда электронов пучка. Очевидно, чем больше ток пучка, тем больше плотность пространств. заряда, сильнее расталкивание. С др. стороны, чем больше скорость электронов, тем меньше скажется на характере движения электронов собств. электр. поле пучка — чем выше энергия электронов, тем «жёстче» пучок. Количественно действие поля пространств. заряда характеризуется коэф. пространств. заряда — первая из осн., определяемых как

$$P = I/U^{3/2} [A/B^{3/2}],$$

где I — ток пучка; U — ускоряющее напряжение, определяющее энергию электронов пучка.

Заметное влияние пространств. заряда на движение электронов в пучке начинает проявляться при $P \geq P^* = 10^{-6} A/B^{3/2} = 10^{-2} \text{ мкА/B}^{3/2}$. Поэтому к интенсивным пучкам принято относить Э. п. с $P > P^*$.

Неинтенсивные пучки (с $P < P^*$) малого сечения, часто называемые электронными лучами, рассчитываемые по законам геом. электронной оптики без учёта действия поля собств. пространств. заряда, формируются с помощью электронных проекторов и используются в основном в разл. *электронно-лучевых приборах*.

В интенсивных пучках действие собств. пространств. заряда существенно влияет на характеристики Э. п. Во-первых, интенсивный Э. п. в пространств. свободном от внеш. электр. и магн. полей, за счёт кулоновского расталкивания неограниченно расширяется; во-вторых, за счёт отрицат. электр. заряда электронов пучка происходит падение потенциала в пучке. Если с помощью внеш. электр. или магн. полей ограничить расширение интенсивного пучка, то при достаточно большом токе потенциал внутри пучка может понизиться до нуля, пучок «борется». Поэтому для интенсивных пучков существует понятие предельного (максимального) перенапряжения. Практически при ограничении расширения пучка внеш. полями удаётся сформировать протяжённые устойчивые интенсивные пучки с $P \leq 10 \text{ мкА/B}^{3/2}$.

Полное матем. описание интенсивных Э. п. затруднительно, поскольку реальный электронный поток состоит из множества движущихся электронов, учесть взаимодействие между к-рыми практически невозможно. При введении нек-рых упрощающих предположений, в частности, замена суммы сил, действующих на выбранный электрон со стороны соседних электронов, силой действия на этот

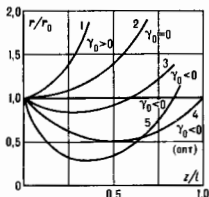
электрон нек-рой электрически заряженной среды с непрерывно распределённой плотностью пространств. заряда и разбивая весь пучок на совокупность «трубок тока», удаётся с помощью ЭВМ рассчитать с достаточной для практич. целей точностью осн. параметры интенсивного пучка: форму пучка (огibaющую), распределение плотности тока и потенциала по сечению пучка.

Геометрия Э. п. Практически применяются пучки трёх конфигураций: ленточные (плоские), имеющие в поперечном сечении вид прямоугольника как «толщиной», значительно меньшей «ширины», осесимметричные, имеющие в поперечном сечении форму круга, и трубчатые, имеющие в поперечном сечении форму кольца. Для формирования Э. п. таких типов разработаны соответствующие электронные пушки и системы ограничения.

Влияние пространств. заряда неодинаково в пучках разл. конфигурации. Наиб. влияние на характер движения электронов на границе Э. п. имеет составляющая напряжённости электрич. поля, создаваемого пространств. зарядом, направленная перпендикулярно оси осесимметричных пучков и широкой стороне ленточных.

Радиальная составляющая напряжённости электрич. поля на границе осесимметричного пучка прямо пропорциональна току пучка и обратно пропорциональна радиусу его сечения и скорости электронов пучка. Это создаёт силу, направленную от оси, стремящуюся расширить пучок. Расталкивающая сила тем больше, чем больше ток, меньше скорость и радиус пучка. Теоретически в осесимметричных пучках траектории электронов не могут пересечь ось, а сечение пучка нельзя свести в точку, т. к. при уменьшении сечения расталкивающая сила неограниченно возрастает.

Огibaющую интенсивного осесимметричного пучка в пространстве, свободном от электрич. и магн. полей, описывает зависимость, близкой к экспоненциальной. На рис. показаны огibaющие осесимметричных пучков,



Огibaющие осесимметричных электронных пучков: γ_0 — угол входа пучка в свободное от полей пространство; r_0 — начальный радиус; 1 — расширяющийся пучок ($\gamma_0 > 0$); 2 — цилиндрический пучок ($\gamma_0 = 0$); 3, 4, 5 — сходящийся пучки ($\gamma_0 < 0$). Пучок 4 — оптимальный, так как кроссовер (наименьшее сечение) пучка находится на самом удалённом расстоянии ($z/l = 0.5$) от исходной плоскости.

не имеющих до входа в свободное пространство цилиндрическую (кривая 2, $\gamma_0 = 0$), сходящуюся (кривая 1, $\gamma_0 > 0$) и сходящуюся (кривые 3—4, $\gamma_0 < 0$) формы (γ_0 — угол наклона касательной к огibaющей пучка, угол входа). Как видно на рис., пучки, первоначально сформированные как цилиндрические ($\gamma_0 = 0$) и сходящиеся ($\gamma_0 > 0$), в свободном от полей пространстве неограниченно расширяются; пучки, сформированные как сходящиеся, вначале сжимаются ($r/r_0 < 1$), проходят плоскость наименьшего сечения (плоскость кроссовера), затем также начинают расширяться. Радиус мин. сечения пучка — радиус кроссовера — определяется выражением

$$r_{cp} = r_0 \exp \left[-326 \left(\gamma_0^2 / 2 \right)^2 P \right],$$

где r_0 — радиус Э. п. до входа в свободное пространство.

Радиус кроссовера тем меньше, чем меньше переанс и больше $|\gamma_0|$. С ростом (по абс. величине) угла входа пучка в свободное от полей пространство (γ_0) плоскость кроссовера сначала удаляется от исходной плоскости, за-

тем начинает приближаться к ней (последовательно кривые 3, 4, 5). Для каждого значения переанса существует оптимальный «угол входа» γ_0 , при к-ром кроссовер наиб. удалён от исходной плоскости, то есть Э. п. с данным переансом может быть проведён на наибольшее расстояние с радиусом, не превышающим исходный.

Ленточные интенсивные пучки в свободном от электрич. и магн. полей пространстве также неограниченно расширяются (становятся «толще»), контур огibaющей пучка описывается параболич. законом. В отличие от осесимметричного пучка, ленточный пучок при оптимальном входном угле теоретически может быть сведён в линию, т. е. может быть получен линейный фокус. Пучки др. конфигураций в свободном пространстве также неограниченно расширяются; трубчатый Э. п. расширяется несколько меньше, чем сплошной осесимметричный.

Эксперим. проверка полученных расчётных соотношений затруднена, поскольку само понятие границы (огibaющей) интенсивного пучка условно, т. к. в реальных пучках плотность тока при удалении от оси осесимметричного или от ср. плоскости ленточного пучков спадает постепенно, и границей пучка условно считается окружность или прямая, вдоль к-рой плотность тока составляет нек-рую малую долю (~ 0.1) её макс. величины на оси.

Потенциал Э. п. Падение потенциала внутри интенсивного пучка ограничивает возможность формирования протяжённого интенсивного пучка с высоким переансом. Теоретич. исследования показывают, что в интенсивном неограниченном потоке, заполняющем пространство между двумя плоскими параллельными проводящими поверхностями с одинаковым потенциалом, определяющим энергию электронов потока, с увеличением тока в ср. плоскости образуется минимум потенциала. При достижении $P = 18,64 \text{ мкА/В}^{3/2}$ потенциал спадает до нуля, образуется виртуальный катод, часть электронов проходит через плоскость минимума, часть отражается к исходной плоскости, нормальное токопохождение нарушается. Эксперим. проверка подтверждает это, именно при приближении P к $18,64 \text{ мкА/В}^{3/2}$ в потоке возникает неустойчивость, колебания электронных слоёв, прохождение тока нарушается.

В реальных Э. п., ограниченных внеш. электрич. и магн. полями, также происходит падение потенциала, но т. к. в большинстве приборов, где используются интенсивные Э. п., протяжённый пучок пропущается через трубу с положительн. потенциалом, на поверхности пучка удаётся поддерживать потенциал, близкий к потенциалу трубы. Но и при наличии проводящей трубы потенциал на оси осесимметричного или в ср. плоскости ленточного пучков заметно понижается, и по достижении достаточно большого переанса (большего, чем в случае неограниченного потока) возникает неустойчивость, пучок обрывается.

Формирование Э. п. Поскольку Э. п. в свободном пространстве неограниченно расширяется, при практич. использовании интенсивных пучков кроме системы, формирующей пучок, — электронной пушки — необходима система, ограничивающая расхождение пучка. Расширение Э. п. ограничивается с помощью внеш. электрич. и магн. полей. Классич. пример протяжённого интенсивного Э. п. — т. н. поток Бриллюэна — цилиндрич. пучок, ограниченный продольным однородным магн. полем. При определ. соотношениях четырёх величин — нач. радиуса r_0 , тока пучка I , напряжённости U_0 , определяющей энергию электронов до входа в магн. поле, и магн. индукции продольного однородного магн. поля B_0 — теоретически возможно получить устойчивый цилиндрич. Э. п. При оптимальном соотношении r_0, I, U_0 и B_0 макс. переанс Бриллюэновского потока достигает $25,4 \text{ мкА/В}^{3/2}$. При макс. переансе потенциал на оси пучка составляет всего $1/3$ значения на границе. При ограничении магн. полем трубчатых пучков можно получить ещё большие значения переанса.

Практически сформировать протяжённые Э. п. с переансом, близким к теоретически максимальному, невозможно, не удаётся из-за ряда причин: разброса нач. скоростей электронов, эмитированных катодом, трудности создания

ограничивающих полей строго заданной конфигурации, практич. невозможность строго выполнить нач. условия ввода пучка в систему ограничения и др. Реальные Э. п. имеют волнистую и пульсирующую границы, форма пучка не остаётся неизменной. Поэтому для предупреждения оседания электронов пучка на поверхности пролётного канала радиус ирродвеляющей трубки, сквозь к-рую пропускается интенсивный пучок, выбирается на 20—30% больше радиуса пучка.

Лит.: А. Лямовский И. В., Электронные пучки и электронные пучки, М., 1966; Молоковский С. И., Сушко А. Д., Интенсивные электронные и ионные пучки, 2 изд., М., 1991.

А. А. Жисарев.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД (фазовый переход $2\frac{1}{2}$ рода, переход И. М. Лифшица) — изменение топологии (связности) ферми-поверхности металла в результате внеш. воздействия. Явления, обусловленные Э. т. п., наблюдаются в металлах при низкой темп-ре.

Нек-рые изонергетич. поверхности в пространстве квазимпульсов ρ , описывающие электронный энергетич. спектр (см. *Зонная теория*), содержат критич. точки $\rho = \rho_c$ в к-рых скорость электрона $v = \partial\epsilon/\partial\rho = 0$ (см. *Ван Хова особенность*). Такие поверхности наз. критическими $\epsilon_c = \epsilon(\rho_c)$. При Э. т. п. поверхность Ферми совпадает с критич. изонергетич. поверхностью

$$\epsilon_F(\rho) = \epsilon_c.$$

Если критич. точка не вырождена, то в её окрестности зависимость энергии электрона от квазимпульса (закон дисперсии) $\epsilon(\rho)$ может быть представлена в виде

$$\epsilon(\rho) = \epsilon_c + \rho_x^2/2m_x + \rho_y^2/2m_y + \rho_z^2/2m_z, \quad (1)$$

где x, y, z — оси координат. Если все три *эффективные массы* m_x, m_y, m_z имеют один знак, то критич. точка является точкой экстремума, если знак одной из эфф. масс отличается от знака двух других — седловой точкой. В результате внеш. воздействия на металл (напр., приложения внеш. давления или введения примесей), изменяющего период решетки, а вместе с ним концентрацию электронов и проводимости и ферми-энергию, уровень Ферми-металла ϵ_F может перемещаться от значения, меньшего ϵ_c , до значения, большего ϵ_c . При этом поверхность Ферми меняет свою топологию, т. е. происходит Э. т. п. В зависимости от типа критич. точки, через к-рую «проходит» уровень Ферми, различают 2 осн. типа Э. т. п. — появление или исчезновение новой полости поверхности Ферми (ρ_c — точка экстремума; рис. 1, а) и разрыв перемычки поверхности Ферми (ρ_c — седловая точка; рис. 1, б). Если критич. точка одновременно является точкой вырождения электронного спектра, то возможны более сложные Э. т. п.

Изменение топологии поверхности Ферми влечёт за собой появление особенностей в плотности электронных ос-

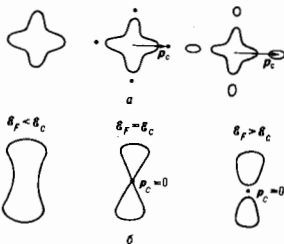


Рис. 1. Изменение топологии поверхности Ферми при электронном топологическом переходе: а — появление новых полостей; б — разрыв перемычки. Количество и расположение перемычки и новых полостей определяется симметрией кристалла; так, на рис. а показан случай кубического кристалла — 6 полостей (изображена проекция на одну из плоскостей симметрии).

стояний на уровне Ферми. Вблизи Э. т. п. плотность состояний может быть представлена в виде $v(\epsilon) = v_0(\epsilon) + \delta v(\epsilon)$, где v_0 — регулярная часть плотности состояний, обусловленная электронами, находящимися далеко от особой точки, а δv — сингулярная добавка, связанная с Э. т. п. Для осн. типов Э. т. п. в случае идеального кристалла последняя может быть записана одним образом:

$$\delta v(\epsilon) = \begin{cases} \pm \alpha |\epsilon - \epsilon_c|^{1/2} & \text{— область I,} \\ 0 & \text{— область II.} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\alpha = 2^{3/2} |m_x m_y m_z|^{1/2} \pi^{-2} h^{-3}$. В области I число полостей поверхности Ферми больше, в области II — меньше; знак «плюс» («минус») относится к случаю, когда число полостей при увеличении энергии увеличивается (уменьшается).

Появление добавки δv к плотности состояний приводит к аномалиям всех электронных характеристик кристалла. Так, термодинамич. потенциал при $T=0$ К ириобтекает добавку, к-рая отлична от 0 лишь с одной стороны от Э. т. п. (в области I) и пропорциональна $|z|^{5/2}$, где энергетич. параметр $z = \epsilon_F - \epsilon_c$, характеризует близость электронной системы к Э. т. п. Таким образом, вторые и третьи производные термодинамич. потенциала при $T=0$ К в идеальном кристалле имеют особенности по параметру z , напр. третьи при $z \rightarrow 0$ обращаются в бесконечность как $|z|^{-1/2}$. Это позволило Лифшицу в соответствии с терминологией Эренфеста назвать Э. т. п. фазовым переходом двухсолоновинного рода.

При конечной темп-ре добавка к термодинамич. потенциалу отлична от 0 по обе стороны от перехода и Э. т. н. не остаётся без фазовым переходом — особенностью степени 5/2 «размывается» темп-рой. Аналогично влияют *дефекты* в кристаллах (примесные атомы, *дислокации* и т. п.). Отклонение от идеальности кристалла приводит к тому, что добавка к плотности состояний (2) размывается на интервал энергий шириной $\Delta \sim \hbar/\tau$, где τ — время жизни электронных состояний. Соответственно добавка к термодинамич. потенциалу также размывается, и Э. т. п. в неидеальном кристалле даже при $T=0$ К не является фазовым переходом.

Наиб. просты для анализа особенности (при Э. т. п.) термодинамич. характеристик. При $T=0$ К в идеальном кристалле *электронная теплоёмкость* C_v (точнее, отношение C_v/T) и сжимаемость $\partial P/\partial P$ (P — электронное давление) имеют сингулярные добавки, отличные от нуля с одной стороны от точки перехода и зависящие от дробной степени $|z|$, а добавка к коэф. теплового расширения $\partial V/\partial T$ (V — объём) с одной стороны от перехода обращается в бесконечность как $|z|^{-1/2}$. При $T > 0$ К или в неидеальном кристалле эти особенности размываются, изломы в теплоёмкости и сжимаемости сглаживаются, а бесконечный скачок в коэф. теплового расширения становится конечным.

Одн из способов регистрации Э. т. п. — измерение особенности *термоэдс* α/T . В слабеидеальном кристалле при рассеянии электронов на примесях термоэдс при Э. т. н. имеет пик, причём значение термоэдс в максимуме превышает значение вдали от Э. т. н. (рис. 2). Поведение термоэдс, а также излом в электропроводности

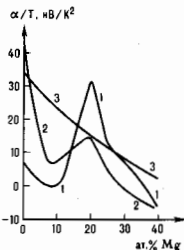


Рис. 2. Зависимость дифференциальной термоэдс α/T сплава Li—Mg от концентрации Mg при различных температурах T : 1) 4,2 К; 2) 78 К; 3) 300 К. При концентрации Mg ок. 20 атомных % происходит электронный топологический переход типа разрыва перемычки.

связаны с особенностью длины свободного пробега электронов основной полости поверхности Ферми (не затронутый Э. т. п.). Причина особенности длины свободного пробега — появление или исчезновение канала рассеяния электронов при изменении топологии поверхности Ферми.

Э. т. п. существенно проявляется в т. н. структурно-чувствительных характеристиках металла, определяемых структурой поверхности Ферми. Так, при Э. т. п. изменяются спектр и амплитуда *квантовых осцилляций* в магнитном поле, определяемых экстремальными сечениями поверхности Ферми (см. *де Хаазе — ван Альфена эффект*); меняются гальваномагн. характеристики в сильном поле, зависящие от того, открыта поверхность Ферми или замкнута (см. *Гальваномагнитные явления*); коэф. поглощения звука в коротковолновом пределе, определяемый электронами «пояска» на поверхности Ферми

$$kv = \omega, \quad (3)$$

где k и ω — волновой вектор и частота звука, v — скорость электронов. Обнаружены аномалии *магнетосопроизведения* (наряду с особенностями темп-ры сверхпроводящего перехода, см. ниже) явилось первым эксперим. свидетельством существования Э. т. п.

Структура «пояска» (3) может быть изменена без Э. т. н. — при образовании вмятин или пережатке на поверхности Ферми. Такое изменение локальной геометрии поверхности Ферми (обобщенный Э. т. п.) также приводит к аномалиям структурно-чувствительных свойств.

Э. т. н. проявляется также в виде аномалии в зависимости темп-ры сверхпроводящего перехода T_c от давления P : $\partial T_c / \partial P$ имеет максимум вблизи Э. т. п., причём структура этого максимума даёт возможность получить информацию о характере изменения поверхности Ферми.

Э. т. н. — частный случай электронных фазовых переходов — качеств. изменения электронной подсистемы металла. Электронные переходы разнообразны. К ним надо отнести переход из нормального в сверхпроводящее состояние (см. *Сверхпроводимость*), переход из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние (см. *Магнитный фазовый переход*), *переход металл — диэлектрик* и др.

Лит.: Лишин И. М., Об аномалиях электронных характеристик металла в области больших давлений, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 1569; Макаров В. И., Барьяхгар В. Г., Об аномалиях температуры сверхпроводящего перехода под давлением, «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 1717; Каганов М. И., Лишин И. М., Электронная теория металлов и геометрия, «УФН», 1979, т. 129, с. 487; Егоров В. С., Федоров А. Н., Термодзе в сплавах литий — магний при переходе 2-го рода, «ЖЭТФ», 1983, т. 85, с. 1647; Yaglomov A. A., Egorov V. S., Rantsev A. V., Kinetic properties of metals near electronic topological transitions, «Adv. Phys.», 1989, v. 38, p. 469; Blanter Ya. M., Kaganov M. I., «Phys Repts», [в печати].

Я. М. Блантер, М. И. Каганов.

ЭЛЕКТРОНОГРАФ — прибор для исследования атомного строения вещества (гл. обр. твёрдых тел и газовых молекул) методами *электроннографии*. Э. — вакуумный прибор, схема той его части, где формируется электронный пучок, близка к схеме электронного микроскопа. В колонне — основном узле Э. (рис. 1, 2 в ст. *Электронный микроскоп*) — электроны, ионусаемые раскалённой вольфрамовой нитью, разгоняются высоким напряжением (от 30 кВ и выше) — быстрые электроны и до 1 кВ — медленные электроны. С помощью диафрагм и магн. линз формируется узкий электронный пучок, направляемый на исследуемый образец, находящийся в снеж. камере объектов и установленный на снеж. столике. Для регистрации электронов используют, напр., люминесцентный экран или фотопластинку, чувствительную к потоку электронов, на кр-ой создаётся дифракц. изображение (электроннограмма). Э. снабжают разл. устройствами для нагрева, охлаждения, испарения образца, его деформации и т. д.

Э. включает также систему вакуумирования для создания глубокого вакуума (до 10^{-4} — 10^{-7} Па) и блок электрон. питания, содержащий источники накала катода, высокого напряжения, инициация эл.-магн. линз и разл. устройств камеры объектов. Питательное устройство обеспечивает изменение ускоряющего потенциала по ступеням (напр., в Э.

«ЭР-100» 4 ступени: 25, 50, 75 и 100 кВ). Разрешающая способность Э. достигает $\sim 10^{-4}$ — 10^{-3} м и зависит от энергии электронов, сечения электронного пучка и расстояния от образца до экрана, к-рое в совр. Э. может изменяться в пределах 200—600 мм. Управление совр. Э., как правило, автоматизировано.

Р. М. Имамов.

ЭЛЕКТРОНОГРАФИЯ — метод изучения структуры вещества, основанный на исследовании рассеяния образом ускоренных электронов. Применяется для изучения атомной структуры кристаллов, аморфных тел и жидкостей, молекул газов и паров. Физ. основа Э. — *дифракция электронов*: при прохождении через вещество электроны, обладающие волновыми свойствами (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*), взаимодействуют с атомами, в результате чего образуются дифрагированные пучки, интенсивность и расположение к-рых связаны с атомной структурой образца и др. структурными параметрами. Рассеяние электронов определяется эл.-статич. потенциалом атомов, максимумы к-рого отвечают положениям атомных ядер.

В *электроннографиях* и *электронных микроскопах* формируются узкий светосильный пучок ускоренных электронов. Он направляется на объект и рассеивается им, дифракц. картина (электроннограмма) либо фотографируется, либо регистрируется электронным устройством. Осн. вариантами метода являются дифракция быстрых электронов (ускоряющее напряжение от 30—50 кВ и более) и *дифракция медленных электронов* (от неск. В до немногих сотен В).

Э. наряду с рентгеновским структурным анализом и *нейтроннографией* принадлежит к дифракц. методам структурного анализа. Интенсивное взаимодействие электронов с веществом ограничивает толщину просвечиваемых ими образцов десятками долями мкм. Электроннографы для быстрых электронов работают при ускоряющих напряжениях до 200 кВ. В наиб. распространённых электронных микроскопах, к-рые могут использоваться и в режиме микродифракции, напряжение обычно составляет 200—400 кВ, а в уникальных приборах — 1000—3000 кВ (соответственно возрастает до неск. мкм допустимая толщина образцов). Поэтому методами Э. изучают атомную структуру мелкокристаллич. веществ и монокристаллов, значительно меньших размеров, чем в рентгенографии и нейтроннографии.

Вид электроннограмм при дифракции быстрых электронов зависит от характера исследуемых объектов. Электроннограммы от ил-нок, состоящих из кристаллитов, обладающих взаимной ориентацией, или тонких монокристаллич. пластинок, образованы точками или пятнами (рефлексами) с правильным расположением, от текстур — дугами (рис. 1), от поликристаллич. образцов — равномерно зачёрнёнными окружностями (аналогично *дебаеграммам*),

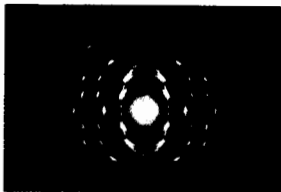


Рис. 1. Электроннограмма, полученная от текстуры.

а при съёмке на движущуюся фотопластинку — параллельными линиями. Эти типы электроннограмм получаются в результате упругого, крем. однократного, рассеяния (без обмена энергией с кристаллом). При многократном неупругом рассеянии возникает вторичные дифракц. картины от дифрагированных пучков (кичущу-электроннограммы; рис. 2). Электроннограммы от молекул газа содержат небольшое число диффузных ореолов.

В основе определения элементарной кристаллич. ячейки и симметрии кристалла лежит измерение расположения

рефлексов на электронограммах. Межплоскостное расстояние $d = L\lambda/r$, где L — расстояние от образца до фотоэлектронной лампы; λ — длина волны де Бройля электрона, определяемая его энергией; r — расстояние от рефлекса до центр. пятна на электронограмме. Методы расчёта атомной структуры кристаллов в Э. близки к применяемым



Рис. 2. Кикучи-электронограмма, полученная методом «ока отражения» (симметрично расположены темные и светлые кикучи-линии).

в рентг. структурном анализе. Так, ф-ла для распределения эл.-статич. потенциала $\phi(x, y, z)$ аналогична ф-ле для распределения электронной плотности $\rho(x, y, z)$ в рентг. структурном анализе. Расчёт значений $\phi(x, y, z)$, обычно проводимый на ЭВМ, позволяет установить координаты x, y, z атомов, расстояния между ними и т. д. (рис. 3).

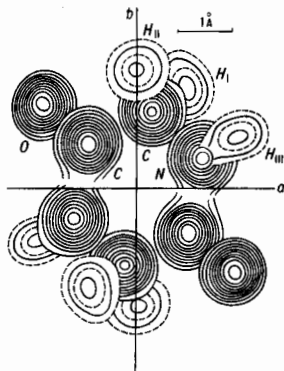


Рис. 3. Электрический потенциал молекулы диэтилоперазина в кристаллической структуре, полученных трехмерным фурье-синтезом: a и b — оси симметрии молекулы. Ступени линий соответствуют положениям атомов.

Методами Э. были определены мп. атомные структуры, уточнены и дополнены рентгеноструктурные данные для большого числа веществ, в т. ч. мп. цепных и циклич. углеводородов, в к-рых впервые были локализованы атомы водорода, нитридов переходных металлов (Fe, Cr, Ni, W), обширного класса оксидов Nb, V. Та с локализацией атомов N и O, а также 2- и 3-компонентных полупроводниковых соединений, глинистых минералов и слоистых структур. При помощи Э. исследуют и структуру дефектных кристаллов. В комплексе с электронной микроскопией Э. позволяет изучать фазовый состав и степень совершенства структуры тонких кристаллич. плёнок, используемых в разл. областях совр. техники. Для процессов эпитаксиального синтеза существенным является контроль степени совершенства поверхности подложки до нанесения плёнок.

к-рый выполняется с помощью кикучи-электронограмм; даже незначит. нарушения её структуры приводят к размытию кикучи-линий.

Существование развитых полукристаллич. методов с использованием сходящегося пучка электронов, традиционно применявшихся для установления симметрии кристаллич. вещества. Анализ двумерного распределения интенсивности в дифракц. пятне позволяет определять тройные фазовые структурные инварианты, к-рые используются в т. н. прямых методах для определения фаз структурных амплитуд (см. Рентгеновский структурный анализ). При определ. условиях распределение интенсивности в дифракц. пятне может быть применено для вычисления структурных факторов и их фаз. Однако полная интерпретация такой дифракц. картины на основе теории многолучевой динамики, дифракции встречает матеи. трудности и требует больших вычислит. мощностей или использования приближённых методов анализа.

Методами дифракции электронов может быть осуществлено полное исследование атомного строения твёрдого тела. Основы этой т. н. электронной кристаллографии заложены учёными Москвы. Сочетание микродифракции электронов с электронной микроскопией атомного разрешения открыло принципиально новые возможности локального анализа атомного строения и исследования реальной структуры кристаллич. вещества. Фурье-преобразование данных эксперимента позволяет вычислить фазы структурных амплитуд, к-рые могут быть приписаны определяемым по дифракц. картине модулям структурных амплитуд. Зная модули структурных амплитуд и фазы, можно построить пространств. распределение потенциала в исследуемом кристалле.

На электронограммах, получаемых от молекул газов, а также паров оксидов, галогенидов и др. соединений, дифракц. пучки образуют диффузные кольцевые ореолы, диаметры и интенсивность к-рых определяются расположением атомов в молекуле и дифракц. характеристиками атомов (их атомными амплитудами упругого и неупругого рассеяния). Методы газовой Э. позволяют определять структуру молекул с числом атомов до 10—20, а также характер их тепловых колебаний в широком интервале темп-р. Аналогичным методом проводят анализ атомной структуры ближнего порядка (см. Дальний и ближний порядок) в аморфных телах, стёклах, жидкостях.

При использовании дифракции медленных электронов, к-рые вследствие малости энергии проникают лишь в самые верх. слои кристалла, получают сведения о структуре «двумерной» решётки как атомов самого кристалла у его поверхности, так и адсорбированных кристаллом атомов газов. При дифракции медленных электронов могут также происходить *осе-эффект* и др. явления, возникающие вследствие сильного взаимодействия медленных электронов с атомами. Применение этого метода целесообразно в сочетании с *масс-спектроскопией* и *осе-спектроскопией*. Эти исследования позволяют изучать явления *адсорбции*, самые начальные стадии *кристаллизации* и др.

Лит.: Пинскер З. Г. Дифракция электронов. М.—Л., 1949; Вайнштейн Б. К. Структурная электронография. М., 1956; Званг И. Б. Электронография и структурная кристаллография глинистых минералов. М., 1964; Современная кристаллография, т. 1. М., 1979, с. 327. З. Г. Пинскер.

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие между двумя подсистемами квазицинти в твёрдых телах, а именно, постытыми заряда (*болоховскими электронами* в металлах, полупроводниках и диэлектриках или дырками в этих веществах) и тепловыми колебаниями кристаллич. решётки твёрдых тел — *фононами*. Конкретный вид гамма-фононов Э.-ф. в. зависит от структуры кристалла, числа носителей заряда, характера зонного спектра и особенностей колебаний кристаллич. решётки.

Взаим. В идеальной кристаллич. решётке все атомы или ионы узлов расположены строго периодически в пространств. и не движутся (их можно считать «замороженными»). Однако даже при темп-ре абс. нуля ионы совершают нулевые колебания. При темп-рах, отличных от нуля, воз-

никают хаотич. тепловые колебания ионов узлов решётки (см. *Колебания кристаллической решётки*). Рост темп-ры приводит в металлах к росту числа фононов и увеличению сопротивления току, что хорошо наблюдается в чистых металлах в нормальном состоянии. В полупроводниках рост темп-ры также приводит к росту числа носителей заряда. Э-ф. в. оказывает существенное влияние на явления переноса в этих веществах, а также приводит к межмолекулярным механизмам рассеяния электронов, ослаблению ультразвука, фононному увеличению и др. Кроме того, в кристаллич. решётках имеются отклонения от идеальности (см. *Дефекты в кристаллах*), такие, как дислокации, межузельные атомы той же природы, что и осн. решётка, вакантные узлы, примесные атомы внедрения в междоузлиях и замещение атомов в узлах решётки посторонними атомами.

Квантовомеханич. теория Блоха движения электронов в идеальной замороженной кристаллич. решётке сводит сложную многоэлектронную проблему к задаче о движении отд. электрона под действием строго периодич. потенциала. Волновая функция Блоха, определяющая это движение электрона, представляет собой модулированную с периодом идеальной решётки плоскую волну

$$\Psi_{nk}(x) = u_{nk}(x) \exp(-ikx),$$

где n — дискретный номер энергии, зоны, k — квазиволновый вектор, определённый с точностью до вектора обратной решётки K . Собственные значения энергии $E_n(k)$ также зависят от этих двух квантовых чисел n и k . Если кристалл имеет ограниченные размеры, то векторы k квазидискретны.

Поведение электронов или дырок в кристалле имеет особенно простой вид на краю изотропных зон, когда возможно использование т. н. приближения эфф. массы:

$$E_n(k) \approx E_n(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (1)$$

Существом, что величина $\hbar k$ является не импульсом, а квазиимпульсом, и все законы сохранения квазиимпульса в процессах столкновения квазичастиц выполняются лишь с точностью до $\hbar K$. Процессы, в k -рых векторы обратной решётки не участвуют, наз. нормальными, а те, в k -рых $\hbar K$ участвуют, — процессами переноса Паули или n -процессами. Эти процессы имеют важное значение для установления термодинамич. равновесия в электрич. поле; в частности, электрон-электронные столкновения определяют электро- и теплопроводность кристаллов (см. *Межэлектронное рассеяние*).

Т. о., в строго периодич. поле кристалла электроны и дырки на краю энергич. зон ведут себя как свободные заряж. частицы с эфф. массой m . Под действием электрич. поля это приводит бы к линейно возрастающей со временем скорости их трансляционного движения и к сколь угодно большому электрич. току. Однако существуют тормозящие силы, действующие на носители тока в кристалле и ограничивающие их скорости. Причиной торможения являются процессы рассеяния электронов на всех отклонениях от идеальности кристаллич. решётки, так что протекание тока в кристалле сопровождается сопротивлением.

Особого рассмотрения требует явление *сверхпроводимости*, при к-ром наблюдается устойчивое к нарушениям решётки квантовое макроскопич. движение электронов. В нормальном, т. е. не сверхпроводящем, состоянии вещества протекание электрич. тока всегда сопровождается сопротивлением, к-рое существенно зависит от темп-ры. Одной из причин такой зависимости является увеличение амплитуды тепловых колебаний ионов с ростом темп-ры T и усилением столкновений электронов с ними.

Колебания кристаллической решётки. Методы описания колебаний кристаллич. решётки вследствие тепловых движений ионов, находящихся в её узлах, основаны на разложении в ряд Клейора потенц. энергии решётки $U(\dots, R_{nj}, \dots)$ по степеням малых смещений u_{nj} ионов из их положения равновесия $R_{nj} = R_{nj}^0 + u_{nj}$; здесь $\pi = n_1 a + n_2 b + n_3 c$ — вектор, определяющий положение элементарной ячейки кристал-

ла. Предполагается, что таких ячеек в кристалле N и в каждой ячейке имеется v ионов, положение k -рых в данной ячейке определяется векторами j . Векторы a, b, c определяют постоянные решётки по трём направлениям.

Разложение величины U по степеням смещений u_{nj} содержит гармонические, т. е. квадратичные, а также ангармонические — кубические и более высокие формы по этим векторам с соответствующими коэф. упругости. Простейшее приближение является квадратичным (см. *Динамика кристаллической решётки*). Оно диагонализуется в нормальных координатах, что приводит к определению $3v$ ветвей частот $\omega_n(k)$ и ортов, определяющих направления нормальных колебаний системы. Т. к. каждая величина k принимает N дискретных значений, то в гармонич. приближении имеем дело с $3vN$ независимыми гармонич. осцилляторами, описывающими в данном приближении колебания кристаллич. решётки. Энергия независимых осцилляторов имеет вид

$$H = U_0 + \sum_{nk} \hbar \omega_n(k) (a_{nk}^\dagger a_{nk} + 1/2), \quad (2)$$

где α нумерует $3v$ ветвей спектра колебаний решётки, $\hbar \omega_n(k)$ — квант энергии колебаний кристаллич. решётки — фонон. Каждый фонон обладает квазиимпульсом $\hbar k$ и энергией $\hbar \omega_n(k)$. Набор собств. частот колебаний решётки определяется только упругими свойствами решётки и массами атомных ядер.

Из $3v$ ветвей колебаний имеются 3 акустические, при k -рых смещения ионов элементарной ячейки происходят в фазе и элементарная ячейка смещается как единое целое. Эти колебания сопровождаются локальными сжатиями и разрежениями. При $k=0$ частоты этих колебаний равны нулю. Если атомы элементарной ячейки смещаются в противофазе, то они оставляют центр масс ячейки в покое, но вызывают смещение центров тяжести зарядов и сопровождаются появлением дипольного электрич. момента. Эти колебания называются оптически активными и наз. оптическими n колебаниями. Соответствующие кванты наз. оптич. фононами: число их узлов равно $3(v-1)$, причём при $k=0$ энергии этих фононов не равны нулю.

Т. о., в гармонич. приближении колеблется кристаллич. решётка как набор независимых фононов, свободно перемещающихся в кристалле. Энергия, переносимая фононами, перемещается с групповой скоростью фононов, и в этом приближении для потока тепла нет сопротивления.

В этом приближении нет также и теплового расширения кристалла, т. к. ср. смещение ионов равно нулю. Это хорошо видно, если учесть, что смещение ионов u_{nj} после разложения по плоским волнам оказывается линейной формой от безразмерных координат q_k или от импульсов p_k фононов:

$$q_k = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_k + a_k^\dagger), \quad p_k = \frac{i}{\sqrt{2}}(a_k^\dagger - a_k). \quad (3)$$

В континуальном пределе это разложение для смещения $u(x)$ имеет вид

$$u(x) = \sum_n \sum_q \sqrt{\frac{\hbar}{2U\rho v_n(q)}} e_n(q) (a_{nq} + a_{nq}^\dagger) e^{-iqx}. \quad (4)$$

где $e_n(q)$ — единичный вектор направления поляризации, ρ — плотность вещества. Очевидно, что в гармонич. приближении ср. значение квантовых амплитуд рождения и уничтожения фононов a_k^\dagger, a_k [сдвигательно, самого смещения $u(x)$] равно нулю. Благодаря ангармонизму, слагаемым в разложении энергии решётки U , к-рые становятся весьма существенными при увеличении темп-ры, возникают процессы столкновения фононов с фононами, в k -рых участвуют три, четыре или большее число фононов. В результате этих процессов возникает теплосопровождение; кроме того, благодаря ангармонизму средние значения смещений ионов оказываются отличными от нуля, и это обуславливает тепловое расширение кристалла.

С помощью фононов рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях решетки можно описать на основе корпускулярных представлений. Обычно рассматривается подсистема, состоящая из свободных квазичастиц — носителей заряда, сталкивающихся с подсистемой свободных фононов, что порождает квантовые переходы в системе. Строго говоря, следует учесть также кулоновское взаимодействие в подсистеме зарядов и ангармонизм взаимодействия в подсистеме фононов и др. факторы, влияющие на времена жизни квазичастиц и ограничивающие применимость простой концепции газов квазичастиц, сталкивающихся между собой.

Энергия Э.-ф. в простейшего вида линейно зависит от деформации, возникающей при акустич. и оптич. колебаниях решетки. Ниже приводятся выражения для этой энергии, основанные на разл. физ. представлениях относительно характера взаимодействия электронов с решеткой.

Блоховское взаимодействие. Простейший вид Э.-ф. в металлах, согласно к-рому решетка металла рассматривается как статич. пространственно-периодич. поле $V(x)$, а все электроны двигаются независимо, подчиняясь одноэлектронному ур-нию Шрёдингера,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi_k(x) + V(x) \Psi_k(x) = E_k \Psi_k(x),$$

где $\Psi_k(x)$, E_k — собств. состояние и соответствующая собств. энергия электрона. Потенциал $V(x)$, равный сумме потенциалов отд. ионов, обладает периодичностью решетки

$$V(x) = V(x + n_1 a + n_2 b + n_3 c),$$

где a, b, c — базисные векторы решетки.

В отсутствие к.-л. нерегулярности решетки электроны не испытывают никакого рассеяния. При тепловом движении ионов возникает поле смещений ионов $u(x)$ от их положений равновесия. Согласно Блоху, при движении ионов происходит деформация плотности заряда электронов вокруг иона, причём действующий на электрон потенциал $V_e(x)$ в точке $x' = x + u(x)$ деформированной решетки совпадает с потенциалом $V_a(x)$ в точке x недеформированной решетки, т. е. $V_e(x + u(x)) = V_a(x)$. Тогда действующий на электрон возмущающий потенциал в линейном по смещению ионов приближении равен

$$V_1(x) = V_e(x) - V_a(x) \approx -u(x) \nabla V(x).$$

Наряду с концепцией Блоха существует концепция Нордгейма жёстких ионов, согласно к-рой окружение движущихся ионов почти не меняется, когда они совершают тепловые колебания, в этом случае вид действующего на электрон возмущающего потенциала будет иным. Гамильтониан Э.-ф. в строится на основании полученного одноэлектронного оператора возмущения с помощью правил для аддитивных квантовомехан. величин (см. ниже), причём в блоховской модели существ. значение имеет поле продольных смещений решетки.

Метод потенциала деформации Бардина — Шокли. Э.-ф. в в ковалентном полупроводнике можно найти, если считать концентрацию носителей заряда малой и пренебречь их взаимодействием между собой. Если в таком кристалле возникает небольшая статич. деформация, описываемая (в континуальном приближении) вектором смещения $u(x)$, то соответствующий тензор деформаций имеет компоненты

$$u_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} \right),$$

зависящие от координаты x элемента объёма. Обозначим через $E_0(k)$ зонную энергию электрона до деформации среды. При малых концентрациях носителей представляет интерес область волновых векторов, близких к экстремуму энергетич. зон, где предполагается справедливый приближение эфф. массы (1). В присутствии пространственно-неоднородной деформации энергии электрона приобретает явно зависимость от x и вида

$$E(k, x) = E_0(k) + C \operatorname{div} u(x) \quad (5)$$

при условии, что $E_0(k)$ имеет сферич.-симметричный вид [в противном случае к правой части (5) следует добавить слагаемое, содержащее сдвигные деформации]. Величина $\operatorname{div} u(x)$ описывает отност. изменение объёма системы, возникающее только при деформациях, обусловленных акустич. фононами, возникают дальнедействующие электростатич. потенциалы, не принимаемые здесь во внимание (см. ниже).

Гамильтониан Э.-ф. в принимает вид

$$H_{e-p\hbar} = \int d\alpha \sum_k \Psi_\alpha^*(x) \Psi_\alpha(x) C \operatorname{div} u(x), \quad (6)$$

где σ — спиновые индексы, $\Psi_\alpha^+, \Psi_\alpha^-$ — электронные операторы рождения и уничтожения соответственно. Различно эти операторы но блоховским ф-циями и воспользуемся разложением (4) оператора смещений $u(x)$. Поскольку $\operatorname{div} u(x)$ содержит скалярное произведение $ke_p(k)$, равное нулю для поперечных нормальных колебаний, вклад в (6) даёт лишь продольная фононная мода. Окончательно до Э.-ф. в получаем

$$H_{e-p\hbar} = \sum_{k, q} \sum_{\alpha, \beta} A_{\alpha\beta}^+ C_{\alpha\beta} (a_{q-\alpha}^+ a_{-q}^+), \quad A_{\alpha\beta}^+ = -A_{\beta\alpha} \quad (7)$$

где квазилоновые векторы электронов и фононов связаны между собой законом сохранения $k' = k + q$ для нормальных процессов рассеяния и $k' = k + q + K$ (где K — вектор обратной решетки) для процессов перебора Паулиса. Гамильтониан Э.-ф. в $H_{e-p\hbar}$ описывает процессы рассеяния, при к-рых уничтожаются электрон и фонон с квазиимпульсами $\hbar k$ и $\hbar q$ соответственно и рождается электрон с квазиимпульсом $\hbar k'$. Второй член гамильтониала Э.-ф. в. описывает процесс уничтожения одного электрона с квазиимпульсом $\hbar k$ и рождения двух частиц — фонона и электрона с квазиимпульсами $-\hbar q$ и $\hbar k'$ соответственно. Т. о., благодаря Э.-ф. в электронные состояния всегда сопровождаются появлением фононов. Реальной частью является не свободный блоховский электрон (или дырка), а электрон (дырка), окружённый облаком продольных акустич. фононов. Произойдёт вторичная перенормировка свойств электрона — на этот раз благодаря фононам. Эта новая квазичастица наз. *поляроном*, хотя первоначально этот термин был введён для обозначения электрона, окружённого облаком продольных оптич. фононов в ионных кристаллах.

Процессы столкновения квазичастиц характеризуются также законом сохранения энергии

$$E(k) - E(k') \pm \hbar \omega_q = 0,$$

к-рый выполняется для реальных частиц, существовавших в начале и в конце процесса взаимодействия (см. *Рассеяние носителя заряда* в кристаллических твёрдых телах).

Взаимодействие с оптичными фононами. Оптич. колебания кристаллич. решетки сопровождаются возникновением дипольных моментов и поляризации среды. В длинноволновом пределе кристаллич. решётку можно рассматривать как сплошную среду с непрерывным распределением поляризации $p(x)$, к-рая совершает колебания с частотами оптич. фононов. Энергия взаимодействия заряда e , находящегося в точке x , с дипольным моментом $p(x)$, находящимся в точке x' , равна

$$e(x-x')p(x')/|x-x'|^3.$$

С учётом плотности пространств. распределения заряда

$$\rho(x) = \sum_\alpha \Psi_\alpha^*(x) \Psi_\alpha(x) \text{ энергия Э.-ф. в принимает вид}$$

$$H_{e-p\hbar} = e \int d\alpha d\alpha' \frac{(x-x')p(x')}{|x-x'|^3} \rho(x) = e \int d\alpha d\alpha' \frac{(-\operatorname{div} p(x'))}{|x-x'|} \rho(x). \quad (9)$$

Повторяя применительно к $\operatorname{div} p(x)$ рассуждения, связанные с $\operatorname{div} u(x)$ в ф-ле (6), убеждаемся, что в Э.-ф. в дают вклады только продольные волны. Следовательно, в длинноволновом пределе реализуется взаимодействие электронов только с продольными оптич. фононами.

Поляризация среды поддерживается электрич. полем [или, точнее, электрич. смещением $D(x)$], создаваемым носителями заряда (см. *Диз.электрики*). Полная поляризация среды создается не только смещением ионов из положений равновесия (ионная поляризация), но и деформацией электронных оболочек ионов (электронная поляризация). Оба эти механизма поляризации возникают в присутствии статич. электрич. поля и описываются статич. *диз.электрической проницаемостью* ϵ_0 :

$$P_{\text{полн}}(x) = \frac{1}{4\pi} \left(1 - \frac{1}{\epsilon_0}\right) D(x);$$

здесь $P_{\text{полн}}$ — полный дипольный момент, создаваемый обоими факторами. Однако при исследовании электронно-колеб. взаимодействия, обусловленного оптич. фононами, следует учесть только ионную поляризацию, так что из $P_{\text{полн}}$ следует исключить электронную поляризацию $P_{\text{эл}}(x)$, к-рая является безынерционной и удовлетворяет соотношению $P_{\text{эл}}(x) = (4\pi)^{-1} (1 - 1/\epsilon_\infty) D(x)$, где ϵ_∞ является высокочастотной частью диз.электрич. проницаемости, равной квадрату показателя преломления среды в среде.

Потому часть поляризации заряда, обусловленная инерционным движением ионов, определяется разностью двух вышеприведенных величин:

$$p(x) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right) D(x). \quad (10)$$

Далее, в (9) следует подставить разложение по плоским волнам продольной части вектора $p(x)$:

$$p(x) = \sum_q \sqrt{\frac{\hbar \omega_q}{8\pi V}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right) q (a_q + a_q^\dagger) e^{-iqx}.$$

Гамильтониан Э.-ф. в по-прежнему имеет вид (7), но коэффициенты A_q в данном случае имеют иной вид:

$$A_q = -\frac{4\pi i}{q} \sqrt{\frac{\hbar \omega_q e^2}{8\pi V} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right)}.$$

Модель Бардина — Пайнса. Простая модель Блоха для Э.-ф. в металле нуждается в уточнении ввиду значит. концентрации электронов проводимости и важности учёта межэлектронного взаимодействия, к-рое нерезиорнурует осн. динамику. Помимо экранировки кулоновского взаимодействия и замены закона $1/r$ на $\exp(-k_r r)/r$ существенно меняется величина матричных элементов Э.-ф. в, а также характер закона дисперсии фононов.

Согласно более точной модели Бардина — Пайнса, электроны проводимости двигаются в непрерывной положительной заряженной среде и взаимодействуют как между собой по закону Кулона, так и с продольными колебаниями этой среды (фононами). Гамильтониал такой системы состоит из гамильтониана свободных блоховских электронов H_e^0 , свободных фононов H_{ph}^0 и двух слагаемых взаимодействия: H_{e-ph} является электрон-фононным, а H_{e-e} — электрон-электронным кулоновским взаимодействием:

$$H = H_e^0 + H_{ph}^0 + H_{e-ph} + H_{e-e}, \quad (11)$$

где

$$H_e^0 = \sum_{ka} E(k) C_{ka}^\dagger C_{ka}, \quad H_{ph}^0 = \sum_q \hbar \omega_q (a_q^\dagger a_q + 1/2),$$

$$H_{e-ph} = \sum_{kq\sigma} A_q (a_q + a_q^\dagger) C_{k+q,\sigma}^\dagger C_{k,\sigma},$$

$$H_{e-e} = \frac{1}{2V} \sum_{kq\sigma\sigma'} V(k) C_{k+q,\sigma}^\dagger C_{k,\sigma}^\dagger C_{k,\sigma} C_{k+q,\sigma'},$$

$$V(k) = \frac{4\pi e^2}{k^2}, \quad A_q = -\frac{4\pi}{q} \sqrt{\frac{n_i (Ze)^2}{MV 2\omega_q}};$$

здесь M — масса иона, Ze — его заряд, V — объём системы, $n_i = N_i/V$ — плотность ионов. Частота ω_q ирредольных колебаний ионов обладает слабой дисперсией. При $q=0$ эта

частота равна плазменной ионной частоте

$$\omega_p = \frac{4\pi n_i (Ze)^2}{M}.$$

Отметим, что в рассматриваемой модели имеет место свойство

$$\frac{V A_q^2}{\omega_q^2} = V(q).$$

Модель Бардина — Пайнса учитывает наиб. существенные особенности металлов и приводит к качественно верному описанию Э.-ф. в них.

Лит.: Бёте Г. А., Зомерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; Зейтц Ф., Современная теория твёрдого тела, пер. с англ., М.—Л., 1949; Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М.—Л., 1951; Пайерлс Г. Р., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1956; Займак Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Пайкс Дж., Элементарные возбуждения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1965; Киттель Г., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1967; Киреев П. С., Физика полупроводников, 2 изд., М., 1975; Ашкрофт Н., Мервин И., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979; Хакен Х., Квантовая теория твёрдого тела, пер. с нем., М., 1980; Рудли Б., Квантовые процессы в полупроводниках, пер. с англ., М., 1986; Vargaen J., Pines D., Electron-phonon interaction in metals, «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 1140; Bloch F., Quantum mechanics of electrons in crystal lattices, «Z. Phys.», 1928, Bd 52, S. 555.

В. А. Москаленко, Ю. Г. Рудой.

ЭЛЕКТРОНЫ ПРОВОДИМОСТИ — электроны твёрдого тела, упорядоченное движение к-рых (дрейф) обуславливает электропроводность. В твёрдых телах часть электронов (как правило, валентные) отрывается от своих атомов. Области разрешённых значений энергии де локализованных электронов — разрешённые зоны — чередуются с запрещёнными зонами. Э. п. — электроны частично заполненных разрешённых зон — зон проводимости (см. *Зонная теория*). В полупроводниках Э. п. появляются только при иск-ром возбуждении (достаточно высокой темп-ре, освещении, внедрении примесей и т. п.). В *металлах* Э. п. есть всегда: при $T=0$ К они занимают все состояния с энергией, меньшей ферми-энергии.

Состояние Э. п. сходно с состоянием свободного электрона, но с *эффективной массой*, отличной от массы свободного электрона. Как квазичастица Э. п. характеризуется *квазиимпульсом* p и законом дисперсии $\epsilon(p)$. Внутри разрешённой зоны $\epsilon(p)$ — сложная периодич. ф-ция.

Свойства Э. п. удобно описывать в терминах кинетич. теории газов (газ квазичастиц). В полупроводниках, если Э. п. относительно мало, газ Э. п. хорошо описывается *Большим распределением*. В металлах Э. п. образуют выраженный ферми-газ при всех темп-рах (см. *Врожденный газ*). Для описания взаимодействий между Э. п. используют термины *ферми-жидкости*.

Лит. см. при ст. *Твёрдое тело*. Э. М. Штейнш. **ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** в твёрдых телах — взаимодействие между *электронной проводимости*. Э.-э. в. определяет *межэлектронное рассеяние*, плазменные колебания и экранирование (см. *Плазма твёрдых тел*). Осн. вклад в Э.-э. в. вносит непосредств. кулоновское взаимодействие. Э.-э. в. также осуществляется посредством обмена *фононами* (см. *Электрон-фононное взаимодействие*). Также взаимодействие может приводить к экф. притяжению между электронами, находящимися вблизи *ферми-поверхности*, и возникновению связанных состояний — куперовских пар. Это явление лежит в основе *сверхпроводимости*. Э. М. Штейнш.

ЭЛЕКТРООПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучаются изменения оптич. свойств среды под действием электрич. поля и вызванные этими изменениями особенности взаимодействия оптич. излучения со средой, помещённой в электрич. поле. Оптич. характеристики любой среды, такие, как величина показателей преломления для разл. *поляризации света* и *оптическая активность*, зависят от распределения связанных зарядов в среде. Если среда находится под действием внешн. электрич. поля, то положение

зарядов как электронных, так и ионных в ней несколько смещается. Это приводит к изменению эллипсоида показателей преломления и вектора гирации среды.

Величина внеш. электрич. поля E , как правило, много меньше внутр. поля среды. Поэтому изменение оптич. свойств оказывается довольно малым и соотношение, описывающее эти свойства, может быть представлено в виде ряда по степеням внеш. поля:

$$\sum_{i,j,k=1}^3 \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_k E_l + \dots \right) x_i x_j = 1. \quad (*)$$

Соотношение (*) описывает эллипсоид показателей преломления в диэлектрич. негнотропной среде. Из малости внеш. поля E следуют неравенства

$$\frac{1}{n_0^2} \gg r_{ijk} E_k \gg R_{ijkl} E_k E_l \gg \dots$$

Для сред, где коэф. $r_{ijk} \neq 0$, в левой части (*) можно ограничиться двумя членами, в этом случае среда обладает линейным электроопт. эффектом (*Поппельса эффект*). Такой эффект может наблюдаться только в средах, не имеющих центральной симметрии. В центросимметричных средах $r_{ijk} = 0$ и наблюдается только квадратичный Керра эффект. Эффекты более высокого порядка пока не наблюдались. Наведённое электрич. полем дупреломление (анизотропия поляризуемости) — малонерищопный эффект ($10^{-15} - 10^{-14}$ с).

Наложение электрич. поля на свободные атомы или др. квантовые системы приводит к снятию вырождения и расщеплению энергетич. уровней (см. *Штарка эффект*), пропорциональному E^2 или в более сильных полях $\sim E$. Несовпадение поглощений для разл. поляризац. свста приводит к наведённому электрич. полем *дихризм*.

Другой механизм влияния электрич. поля на оптич. свойства вещества связан с определ. ориентацией в поле молекул, обладающих ностоянным дипольным моментом или анизотропией поляризуемости. В результате у нервноначально изотропного ансамбля молекул новяляются свойства одноосного кристалла. Характерное время ориентационных процессов колеблется от $10^{-11} - 10^{-12}$ с для газов и чистых жидкостей до 10^{-2} с и больше для коллоидных растворов, молекул, аэрозолей и т. п. Особенно сильно выражен ориентационный эффект в жидк. кристаллах (время релаксации $\sim 10^{-8}$ с), в них наблюдается целый ряд электроопт. эффектов. В твёрдых телах при наложении электрич. поля наблюдается появление *оптической анизотропии*, обусловлен. установлением различий в ср. расстояниях между частями решётки вдоль и поперек поля (стрикционный эффект). Как ориентационный, так и стрикционный эффекты не только дают существ. вклад в эффект Керра, но и приводят к изменению интенсивности и деполаризации рассеянного света под влиянием электрич. поля (т. н. дитиандализма).

К числу электроопт. эффектов относится также *электрогирация* — изменение оптич. активности под действием электрич. поля. Однако этот эффект значительно меньше эффектов Поппельса и Керра.

Появление лазеров привело к наблюдению в электрич. полях оптич. частоты многих электроопт. эффектов, известных ранее только для постоянного поля, а также к наблюдению новых явлений Э., связанных с изменением поляризуемости атомов и молекул при их возбуждении. К их числу относится образование фазовых дифракционных решёток в интерференц. поле интенсивных когерентных световых пучков. Характерная особенность электроопт. явлений в полях оптич. частоты — их резонансный характер.

Электроопт. явления широко применяются для создания устройств управления оптич. излучением (*модуляторы света*, дефлекторы, оптич. фазовые решётки и др.) и оптич. индикаторов (жидкокристаллич. дисплеи, цифровые индикаторы и др.) для регистрации напряжённости поля, напр. по эффекту Штарка, в плазме, а также для исследования строения вещества, внутримолекулярных процессов, явлений в растворах и кристаллах и т. п.

Лит.: Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М., 1978; Ярия А., Юх П. Оптические волны в кристаллах, пер. с англ., М., 1987. В. Н. Парусин, В. А. Замков.

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ (электрическая проводимость, проводимость) — способность вещества пропускать электрический ток под действием электрич. поля, а также физ. величина, количественно характеризующая эту способность. Э. обусловлена присутствием свободных носителей заряда в твёрдом теле, направленное движение к-рых и есть электрич. ток.

В однородных изотропных проводниках *плотность электрического тока* j в данной точке связана с напряжённым электрич. полем в той же точке *Ома законом* $j = \sigma E$, постоянный коэф. пропорциональности σ назв. Э. или уд. Э., или проводимостью. Единицей измерения Э. в СИ служит $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, в физике чаще используются $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; в системе СГСЭ и в Гаусса системе единицы Э. имеет размерность, обратную времени, и единицей Э. является с^{-1} ($1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} = 9 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$).

В анизотропных проводниках, напр. в монокристаллах, Э. для разных направлений может быть различной. Это приводит к неколлинеарности векторов E и j и тензорной связи между ними: $j_i = \sigma_{ik} E_k$. В этом случае описывается тензором второго ранга σ_{ik} . Тензор Э. удовлетворяет соотношениям Онсагера (см. *Онсагера теорема*) $\sigma_{ik} = \sigma_{ki}$, т. е. является симметричным (при наличии магн. поля H эти соотношения принимают вид: $\sigma_{ik}(H) = \sigma_{ki}(-H)$, т. е. симметричность тензора Э. нарушается).

Вблизи состояния термодинамич. равновесия гл. значение тензора Э. σ_{ik} положительны, что является следствием закона возрастания энтропии (см. *Второе начало термодинамики*). В общем случае зависимость j от E величина, т. к. σ_{ik} зависит от E ; в этом случае вводят понятие дифференц. Э. $\sigma^{(1)} = dj/dE$ (в случае анизотропного проводника $\sigma_{ik}^{(1)} = dj_k/dE_i$). В сильно неравновесных условиях (сильное электрич. поле, интенсивное освещение) дифференц. Э. в нек-рой области электрич. полем может стать отрицательной (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Теоретич. анализ показывает, что в нек-рых особых неравновесных ситуациях возможна отрицат. полная Э. $\sigma < 0$ (это означает, что векторы электрич. поля и плотности тока антипараллельны, т. е. ток течёт навстречу полю).

В случае *диспергирующей среды* связь между $j(r, t)$ и $E(r, t)$ не имеет указанного выше простого вида, а носит нелокальный характер: значение плотности тока в данной точке r в определённое время t определяется не одним лишь значением $E(r, t)$, а значениями E во всех точках проводника во все предшествующие t моменты времени и описывается интегральным соотношением. Если проводящая среда линейна (её свойства не зависят от напряжённости электрич. поля), стационарна (свойства не зависят явло от времени) и пространственно однородна, то существует простая связь между пространственно-временными фурье-образными $j(r, \omega)$ и $E(r, \omega)$:

$$j(r, \omega) = \sigma_{ik}(k, \omega) E_k. \quad (1)$$

В таком случае говорят об Э., зависящей от частоты ω (временная дисперсия) и полного вектора k (пространственная дисперсия). Величина $\sigma(k, \omega)$ в общем случае комплексна, её действительная и мнимая части связаны дисперсионными соотношениями, аналогичными *Креммера — Кронига соотношениям*. Э. связывается с корреляционными функциями токов *Кубо формулами*.

Э. связана с подвижностью носителей заряда μ и соотношением $\sigma = qn\mu$, где q — заряд носителя, n — концентрация носителей. В случае, когда Э. осуществляется некк. сортами носителей, характеризующимися зарядами q_i , подвижностями μ_i и концентрациями n_i , полная Э. равна сумме парциальных Э.: $\sigma = \sum_i q_i n_i \mu_i$.

Физ. мксанзим, величина и температурная зависимость Э. лежат в основе классификации твёрдых тел на *диэлектрики*, *полупроводники* и *металлы*. Диэлектрики в равновесном состоянии характеризуются отсутствием свобод-

ных электронов, Э. в них осуществляется посредством перескоков соств. или примесных ионов между соседними узлами кристаллич. решётки или междоузлиями и носит активн. характер, экспоненциально возрастают при повышении темп-ры по закону

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_a/RT), \quad (2)$$

где E_a —энергия активации Э; коэф. σ_0 зависит от темп-ры, но значительно слабее, чем экспон. множитель. Э. диэлектриков варьирует в диапазоне от 10^{-18} до $10^8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при комнатной темп-ре. В сильных электр. полях Э. диэлектриков сильно возрастает.

В полупроводниках Э. осуществляется движением электронов проводимости и дырок (см. *Зонная теория*), подвижность к-рых на много порядков превышает подвижность ионов. В соответствии с этим Э. у полупроводников намного больше, чем у диэлектриков; она составляет при комнатной темп-ре 10^7 — $10^8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и сильно зависит от хим. состава и наличия примесей. Температурная зависимость Э. полупроводников определяется в осн. быстрым повышением концентрации электронов и дырок с ростом темп-ры, описываемым экспоненц. законом (2); подвижность при этом также меняется, но обычно значительно медленнее, по степенному закону. В неупорядоченных полупроводниках возможна также *прыжковая проводимость*. Э. полупроводников сильно зависит от внеш. воздействий (магн. поля, освещения, ионизирующего облучения, лавления и др.).

Металлы характеризуются высокой (сравнимой с числом атомов в единице объема) концентрацией носителей заряда, с чем связана их высокая Э. (10^4 — $10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при комнатной темп-ре). Концентрация носителей в металлах отлична от нуля даже при абс. нуле, температурная зависимость Э. обусловлена изменением (увеличением) длины свободного пробега (и, следовательно, подвижности) носителей при понижении темп-ры. При низких темп-рах Э. многих металлов и сплавов становится бесконечной (см. *Сверхпроводимость*). Э. металла связана с его теплопроводностью *Видемана — Франца законом*. Величина Э. определяет глубину проникновения эл.-магн. поля в проводник (см. *Скин-эффект*) и время релаксации объёмного заряда.

Существует ряд явлений, родственных Э., в к-рых перенос носителей заряда осуществляется не электр. полем, а градиентом темп-ры (см. *Термоэлектрические явления*), звуковыми волнами (см. *Акустоэлектрический эффект*), световым излучением (см. *Увеличение электронов фотонами*) и т. п. Э. жидкостей, газов и плазмы обладает рядом особенностей, отличающих её от Э. твёрдых тел (см. *Электрические разряды в газах*, *Электрический пробой*, *Электрелии*).

Э. М. Эпштейн.

ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ (электроракетные двигатели, ЭРД)—космич. реактивные двигатели, в к-рых направленное движение реактивной струи создается за счёт электр. энергии. Электроракетная двигательная установка (ЭРДУ) включает собственно ЭРД, систему подачи и хранения рабочего вещества и систему, преобразующую электр. параметры источника электроэнергии к номинальным для ЭРД значениям и управляющую функционированием ЭРД. ЭРД — двигатели малой тяги, действующие в течение длит. времени (годы) на борту космич. летательного аппарата (КЛА) в условиях невесомости либо очень малых гравитал. полей. С помощью ЭРД параметры траектории полёта КЛА и его ориентация в пространстве могут поддерживаться с высокой степенью точности либо изменяться в заданном диапазоне. При эл.-магн. либо эл.-статич. ускорении скорость истечения реактивной струи в ЭРД значительно выше, чем в жидкотных или твердотопливных ракетных двигателях; это даёт выигрыш в полезной нагрузке КЛА. Однако ЭРД требуют наличия источника электроэнергии, в то время как в обычных ракетных двигателях носителем энергии являются компоненты топлива (горючее и окислитель). В семейство ЭРД входят *плазменные двигатели* (ПД), эл.-хим. двигатели (ЭХД) и ионные двигатели (ИД).

Электроракетные двигатели. В ЭХД электроэнергия используется для нагрева и хим. разложения рабочего вещества. ЭХД подразделяются на *электронагревные* (ЭНД), *термокаталитические* (ТКД) и *гибридные* (ГД) двигатели. В ЭНД рабочее вещество (водород, аммиак) нагревается электронагревателем и затем истекает со сверхзвуковой скоростью через сопло (рис. 1). В ТКД электроэнергия нагревается катализатор (до темп-ры ~500°С), химически разлагающий рабочее вещество (аммиак, гидразин); далее продукты разложения истекают через сопло. В ГД происходит сначала разложение рабочего вещества,

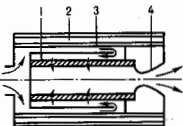


Рис. 1. Схема электронагревного двигателя: 1 — пористый электронагреватель; 2 — тепловой экран; 3 — кожух; 4 — сопло.

потом подогрев продуктов разложения и их истечение. Конструкция ЭХД и используемые конструкц. материалы рассчитаны на включение на борту КЛА в течение 7—10 лет при числе запусков до 10^3 , длительности непрерывной работы ~10—100 ч и отклонении тяговых характеристик от номинала не более 5—10%. Уровень потребляемой ЭХД электр. мощности — десятки Вт, диапазон тяг — 0,01—10 Н. ЭХД имеют очень низкую для ЭРД энергетич. цену тяги ~3 кВт/Н, большую скорость истечения струи ($\geq 3 \text{ км/с}$) за счёт малого молекулярного веса рабочего вещества и продуктов его разложения. Гидразинный ГД с тягой 0,44 Н успешно работал на спутнике связи «Интелсат-5»; аммиачный ЭНД с тягой 0,15 Н входит в состав штатной ЭРДУ спутников серии «Метеор», к-рая корректирует орбиту и ориентацию спутника.

Ионные двигатели. В ИД положит. ионы рабочего вещества ускоряются в эл.-статич. поле. ИД (рис. 2) состоит из

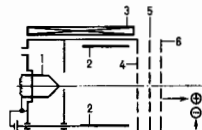


Рис. 2. Схема ионного двигателя с объёмной ионизацией конструкции Г. Кауфмана: 1 — катод газоразрядной камеры; 2 — анод; 3 — магнитная катушка; 4 — эмитрирующий электрод; 5 — ускоряющий электрод; 6 — внешний электрод; 7 — нейтрализатор.

эмиттера ионов 4, ускоряющего электрода 5 с отверстиями (щелями), сквозь к-рые проходят ускоренные ионы, и внеш. электрода 6 (экрана), в роли к-рого обычно используют корпус ИД. Ускоряющий электрод находится под отрицат. потенциалом (~ 10^3 — 10^4 В) относительно эмиттера. Электр. ток и пространств. электр. заряд реактивной струи должны быть нулевыми, поэтому выходящий ионный пучок нейтрализуется электронами, к-рые эмитирует нейтрализатор 7. Внеш. электрод находится под потенциалом, отрицательным относительно эмиттера и положительным относительно ускоряющего электрода; положит. смещение потенциала выбирается таким, чтобы сравнительно малоэнергичные электроны из нейтрализатора запырились электр. полем и не попадали в ускоряющий промежуток между эмиттером и ускоряющим электродом. Энергия ускоренных ионов определяется разностью потенциалов между эмиттером и внеш. электродом. Наличие положит. пространств. заряда в ускоряющем промежутке ограничивает ионный ток из эмиттера. Осн. параметры ИД: скорость истечения, тяговый кпд, энергетич. цена тяги (Вт/Н), энергетич. цена иона (эВ/ион) — кол-во энергии, затрачиваемое на образование иона. Стенка ионизации рабочего вещества в ИД должна быть как можно выше (> 0,9+0,95).

В зависимости от типа эмиттера ИД подразделяются на двигатели с поверхностной ионизацией (ИДПИ), коллоидные двигатели (КД) и двигатели с объёмной ионизацией (ИДОИ). В ИДПИ ионизация происходит при пропускании паров рабочего вещества сквозь пористый эмиттер; энергия ионизации рабочего вещества должна быть меньше работы выхода материала эмиттера. Обычно выражается пара шеей (рабочее вещество) — вольфрам (эмиттер). Эмиттер подогревается до темп-ры 1500° К во избежание конденсации рабочего вещества. В КД (существуют только кол. лаб. прототипы) рабочее вещество (20%-ный раствор иодиодного калия в глицерине) расплывается через капилляры в виде положительно заряженных микрокапель в ускоряющий промежуток; электрич. заряд микрокапель возникает в процессе экстракции струек из капилляров в сильном электрич. поле и последующем их распаде на капли. Источником ионов в ИДОИ является газоразрядная камера (ГРК), в к-рой атомы рабочего вещества (паров металлов, инертных газов) ионизуются электронным ударом в газовом разряде низкого давления (разряд между электродами 1 и 2 (рис. 2) либо безэлектродный СВЧ-разряд); ионы из плазмы ГРК вытягиваются в ускоряющий промежуток сквозь отверстие эмитирующего электрода-стенки ГРК, образующего вместе с ускоряющим электродом ионно-оптич. систему (ИОС) для ускорения и фокусировки ионов. Стенки ГРК, кроме эмитирующего электрода, магнитноизолированы от плазмы. ИДОИ — наиб. разработанные с инженерн. и физ. точек зрения ИД, их тяговый кпд ~70%, подтверждённый в наземных испытаниях ресурс работы доведен до $2 \cdot 10^4$ ч. Ресурс работы ИД ограничивается эрозией ускоряющего электрода вследствие его катодного распыления вторичными ионами, возникающими в результате перезарядки быстрых ускоренных ионов на медленных нейтральных атомах рабочего вещества. Энергетич. цепи тяги и иона в ИД (за исключением КД) весьма значительны ($\geq 2 \cdot 10^4$ Вт/Н, ≥ 250 в/ион). По этой причине ИД пока не используются в космосе в качестве рабочих ЭРД (ЭХД, ПД), хотя они неоднократно испытывались на борту КЛА. Наиб. значительное испытание по программе SFRT-2 (1970, США); в состав ЭРДУ входили две ИДОИ конструкции Г. Кауфмана (рабочее тело — ртуть, потребляемая мощность 860 Вт, кпд 68%, тяга 0,03 Н), проработавшие без отката непрерывно 3800 ч и 2011 ч соответственно и возобновившие функционирование после длит. перерыва.

ПД по схеме плазменных ускорителей с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения систематически используются на КЛА, в особенности на геостационарных спутниках связи.

Лит.: Гильяев К. А., Электрические межпланетные корабли, 2 изд., М., 1970; Морозов А. И., Шубин А. П., Космические электродвигательные двигатели, М., 1975; Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П., Электрические ракетные двигатели, М., 1975.

А. П. Шубин.

ЭЛЕКТРОСЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие, в к-ром участвуют кварки и лептоны, излучая и поглощая фотоны или тяжёлые промежуточные векторные бозоны W^+ , W^- , Z^0 . Э. в. описывается калибровочной теорией со спонтанно нарушенной симметрией.

Теория Э. в. использует заряд, промежуточные бозоны, введённые впервые Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1957. Дальнейшее развитие теории опирается на калибровочные теории (см. Калибровочная инвариантность), впервые применённые к Э. в. в работах Ш. Глоуоу (Sh. Glashow, 1961) и А. Салама и Дж. Уорда (A. Salam, J. C. Ward, 1964). Однако на первом этапе не удавалось решить проблему масс тяжёлых бозонов в рамках калибровочно-инвариантной теории.

Окончат. формулировка была достигнута С. Вайнбергом (S. Weinberg) и А. Саламом (A. Salam) в 1967 с использованием Хиггса механизма.

Теория Э. в. даёт объединённое описание эл.-магн. и слабого взаимодействия. Электромагнитное взаимодействие описывается квантовой электродинамикой. О слабом взаимодействии, к-рое приводит к распадам элементарных

частиц, было известно, что совокупность данных описывается взаимодействием вида «ток на ток» в $V-A$ -варианте

$$L_{int} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu^+ j_\mu^-; \quad (1)$$

$$j_\mu = e\gamma_\mu(1 + \gamma_5)v_\mu + \bar{p}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)v_\mu + V_{had}^+ + A_{had}^-;$$

где L_{int} — лагранжиан взаимодействия; j_μ — слабый ток; γ_μ — Дирака матрицы; e , μ , ν — операторы соответствующих полей, черт означает дираковское сопряжение; $G_F = (1,16639 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ — константа взаимодействия Ферми, имеющая в системе единиц $\hbar = 1$, $c = 1$ размерность обратной массы в квадрате; V_{had}^+ , A_{had}^- — соответственно векторный и аксиальный заряженные адронные токи (см. Аксиальный ток, Векторный ток, Заряженный ток). Данные по распадам, напр. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ и по нейтринным реакциям, напр. $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$, вполне описываются взаимодействием (1). Однако с точки зрения квантовой теории поля это взаимодействие принадлежит к классу неренормируемых (см. Ренормируемость), что приводит к возникновению неустойчивых расходимостей в процессе вычисления высших поправок по возмущенной теории. Неренормируемость теории проявляется также в росте сечений σ слабых процессов при высоких энергиях в низшем порядке теории возмущений: $\sigma \sim G_F^2 s$, где s — квадрат энергии в системе центра инерции. Введение заряж. векторного промежуточного массивного бозона W с взаимодействием

$$L_{int} = g_W j_\mu W_\mu + \text{h.c.}, \quad \frac{g_W^2}{M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (2)$$

(где g_W — константа взаимодействия; h.c. — означает эрмитово сопряжённое выражение; M_W — достаточно большая масса бозона) устраняет рост сечений ряда слабых процессов, напр. рассеяния нейтрино на электроне. Однако взаимодействие (2) также неренормируемо, что отражается, в частности, в росте сечения процесса $e^+ e^- \rightarrow W^+ + W^-$. Оказываясь, сократить растущие члены в амплитуде этого и аналогичных ему процессов можно, если ввести яряду с W ещё нейтральный промежуточный бозон Z , также массивный, и учесть фотонное поле A_μ .

Теория Э. в. строится как калибровочная квантовая теория поля с группой симметрии $SU(2) \times U(1)$. Это значит, что в исходной теории имеется 4 безмассовых векторных поля: W_μ^+ , W_μ^- , W_μ^0 — Янга — Миллса поле, соответствующее симметрии $SU(2)$, и B_μ — поле, связанное с симметрией $U(1)$. Исходная симметрия должна быть нарушена (см. Спонтанное нарушение симметрии), в частности должны получить массы W^\pm , Z . Два нейтральных поля W_μ^0 и B_μ соответствуют линейным комбинациям наблюдаемых (V_μ) полей Z_μ , A_μ :

$$W_\mu^0 = \cos \theta_W Z_\mu + \sin \theta_W A_\mu, \quad B_\mu = -\sin \theta_W Z_\mu + \cos \theta_W A_\mu;$$

θ_W обычно наз. Вайнберг углом. Мин. число скалярных полей, приводящих к возникновению масс трёх промежуточных бозонов, равно четырём. В качестве таковых выбирается комплексный дублет, т.е. вектор спинорного представления группы $SU(2)$: $\phi = (\phi_1, \phi_2)$; $\phi^+ = \phi_1^+, \phi_2^+$ («+» — означает эрмитово сопряжение). Исходный лагранжиан калибровочных и скалярных полей, инвариантный относительно калибровочных преобразований с группой $SU(2) \times U(1)$, имеет вид:

$$L = (D_\mu \phi)^+ (D_\mu \phi) - m^2 \phi^+ \phi - \lambda (\phi^+ \phi)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^+ - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \quad (3)$$

где λ — константа взаимодействия поля Хиггса; тензор напряжённости поля $F_{\mu\nu}$ соответствует группе $U(1)$ и связан с вектор-потенциалом B_μ так же, как в случае эл.-магн. поля: $F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$, а $W_{\mu\nu}^i$ — стандартным образом определённая напряжённость поля Янга — Миллса. Символ D_μ (ковариантная производная) определён следующим образом:

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi + ig W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \phi + \frac{i}{2} g' B_\mu \phi,$$

$$(D_\mu \phi)^+ = \partial_\mu \phi^+ - ig W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \phi^+ - \frac{i}{2} g' B_\mu \phi^+,$$

где g, g' — константы взаимодействия поля Хиггса с полями W и B ; τ^a — Паули матрицы.

Явление (механизм) Хиггса осуществляется при отриц. квадратах масс скалярных частиц, т. е. при $m^2 = -m_0^2 < 0$. Предполагается, что отличное от нуля вакуумное среднее приобретает скалярное поле ϕ : $\langle \phi | \phi \rangle = \eta / \sqrt{2}$. Скалярные поля переопределяются следующим образом:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_2 + i\psi_1), \quad \phi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_2 - i\psi_1),$$

Здесь физ. полями являются ψ_1, ψ_2, χ . Подстановка в (3) приводит к появлению члена первой степени по полю σ : $\sigma (\eta m_0^2 - \lambda \eta^3)$. Требование равенства нулю вакуумного ср. поля σ даёт уравнение

$$\eta (m_0^2 - \lambda \eta^2) = 0,$$

решения к-рого $\eta = 0$ (тривиальное) и $\eta^2 \lambda = m_0^2$ (нарушающее симметрию). В теории Э. в. реализуется второе решение. Коэффициенты при квадратах полей ψ_1, χ равны $(m_0^2 - \lambda \eta^2) / 2$, т. е. массы их равны нулю, а $m_\sigma = \sqrt{2} m_0$. Появление полей с массой ноль является следствием теоремы Н. Н. Боголюбова [в применении к задачам теории частиц теорему сформулировал Дж. Голдстоун (J. Goldstone), см. *Голдстоун теорема*]. Безмассовые скалярные частицы уходят из физ. спектра в результате явления Хиггса. При этом необходимо провести следующие калибровочное просробоование вектор-потенциалов заряж. бозонов:

$$W_\mu^a \rightarrow W_\mu^a + \frac{2}{g} \frac{\partial \psi_a}{\partial x^\mu}.$$

Бозоны W приобретают массу $M_W = g\eta/2$. Нейтральные поля W^0 и Z образуют комбинацию

$$Z_\mu = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_\mu^0 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B_\mu - \frac{2}{\eta \sqrt{g^2 + g'^2}} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu},$$

причём нейтральный бозон приобретает массу $M_Z = \eta \sqrt{g^2 + g'^2} / 2$. Угол Вайнберга связан с константами связи следующим образом:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}.$$

Фотонная комбинация (2) массу не приобретает. Т. о., три безмассовых скаляра в результате осуществления механизма Хиггса включаются в массивные векторные поля, давая недостающие степени свободы. Из равенства заряда W элементарному заряду e получаем связь $e^2 = g^2 \sin^2 \theta_W$.

Для описания взаимодействия векторных и скалярных полей с элементарными спинорами — лептонами и кварками — вводятся лептонные мультиплеты — левые и правые

$$\psi_L^k = \frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} N_k \\ E_k \end{pmatrix}; \quad \psi_R^k = \frac{1-\gamma_5}{2} E_k,$$

где $k = 1, 2, 3$; $N_k = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$; $E_k = (e, \mu, \tau)$, и аналогичные кварковые мультиплеты

$$\Psi_L^k = \frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} U_k \\ D_k \end{pmatrix}; \quad \Psi_R^{k(U)} = \frac{1-\gamma_5}{2} U_k;$$

$$\Psi_R^{k(D)} = \frac{1-\gamma_5}{2} D_k; \quad U_k = (u, c, t), \quad D_k = (d', s', b'),$$

где штрих у кварков типа D означает комбинации кварков d, s, b , к-рые определены ниже.

Часть лагранжиана Э. в., содержащая спиноры, имеет вид:

$$L_\psi = \frac{i}{2} \sum_k (\bar{\Psi}_L^k \gamma_\mu D_\mu \psi_L^k - D_\mu \bar{\Psi}_L^k \gamma_\mu \psi_L^k + \bar{\Psi}_R^k \gamma_\mu D_\mu \psi_R^k - D_\mu \bar{\Psi}_R^k \gamma_\mu \psi_R^k + \bar{\Psi}_L^k \gamma_\mu D_\mu \psi_L^k - D_\mu \bar{\Psi}_L^k \gamma_\mu \psi_L^k + \Psi_R^{k(U)} \gamma_\mu \Psi_R^{k(U)} - \Psi_R^{k(D)} \gamma_\mu \Psi_R^{k(D)} - D_\mu \bar{\Psi}_R^k \gamma_\mu \Psi_R^{k(D)}).$$

Известны электрич. заряды лептонов и кварков фиксирован вид удлинённых произвольных (независимо от k):

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_L &= \partial_\mu \psi_L + \frac{ig^2}{2} W_\mu^0 \psi_L - \frac{ig}{2} \theta_W B_\mu \psi_L; \\ D_\mu \psi_R &= \partial_\mu \psi_R - ig \theta_W B_\mu \psi_R; \\ D_\mu \Psi_L &= \partial_\mu \Psi_L + \frac{ig^2}{2} W_\mu^0 \Psi_L + \frac{ig \theta_W}{6} B_\mu \Psi_L; \\ D_\mu \Psi_R^{(U)} &= \partial_\mu \Psi_R^{(U)} + \frac{2ig \theta_W}{3} B_\mu \Psi_R^{(U)}; \\ D_\mu \Psi_R^{(D)} &= \partial_\mu \Psi_R^{(D)} - \frac{ig \theta_W}{3} B_\mu \Psi_R^{(D)}. \end{aligned}$$

Взаимодействие спиноров со скалярными хиггсовыми полями описывается выражением

$$L_s = \sum_k \{ g_k^+ (\bar{\Psi}_L^k \psi_L^k \phi + \bar{\Psi}_R^k \psi_R^k \phi^+) + G_k^+(U) (\bar{\Psi}_L^k \Psi_R^{k(U)} \phi^+ + \bar{\Psi}_R^{k(U)} \Psi_L^k \phi) + G_k^+(D) (\bar{\Psi}_L^k \Psi_R^{k(D)} \phi + \bar{\Psi}_R^{k(D)} \Psi_L^k \phi^+) \},$$

где g_k^+ — соответствующие константы взаимодействия. Выделение вакуумного среднего η приводит к появлению массы лептонов и кварков, причём массы определяются соответствующими юкавскими константами связи, напр. $m_e = \eta g_e^+ / \sqrt{2}$, $m_c = \eta G_c^{(U)} / \sqrt{2}$. По крайней мере, на нынешнем этапе понимания теории Э. в. в каждой массе соответствует своя константа, так что они заданы в соответствии с экспериментом.

Из выражений (4), (5) следует окончат. вид Э. в. лептонов и кварков с векторными полями:

$$L_{lm} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\mu^l W_\mu + h. c. - \frac{g}{2 \cos \theta_W} j_\mu^0 Z_\mu - c j_\mu^m A_\mu,$$

где заряд ток

$$j_\mu^0 = \sum_k (N^k \gamma_\mu (1 + \gamma_5) E^k + U^k \gamma_\mu (1 + \gamma_5) D^k);$$

эл.-магн. ток

$$j_\mu^m = \sum_k (-E^k \gamma_\mu E^k + \frac{2}{3} U^k \gamma_\mu U^k - \frac{1}{3} D^k \gamma_\mu D^k)$$

и нейтральный ток

$$j_\mu^0 = \sum_k \left\{ \frac{1}{2} \bar{U}^k \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U^k - \frac{1}{2} \bar{D}^k \gamma_\mu (1 + \gamma_5) D^k - 2 \sin^2 \theta_W j_\mu^m \right\}.$$

Сравнивая заряд. ток с выражением (2), получаем, что калибровочная константа связи $g = g_W \sqrt{2}$, откуда

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{2 G_F}} \frac{1}{|\sin \theta_W|}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi}.$$

Т. о., главные отличия Э. в. от четырёхфермионного взаимодействия (1) заключаются, во-первых, в существовании тяжёлых промежуточных бозонов W, Z и, во-вторых, в присутствии взаимодействия с нейтральным током. Существенно, что нейтральный ток является диагональным по квантовым числам странности, чарма и т. д. Комбинации d', s', b' определяются матрицей Кабиббо — Kobayashi — Maskawa, зависящей от трёх углов (Эйлера) φ_j и одной фазы δ .

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & & -s_1 c_3 & & & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 & -s_2 s_3 c_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 e^{i\delta} & & \\ s_3 s_2 & c_1 s_2 c_3 & c_2 c_3 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 e^{i\delta} & -c_2 c_3 e^{i\delta} & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $c_j = \cos \varphi_j$, $s_j = \sin \varphi_j$. Эксперим. данные по слабым распадам частиц дают следующие соотношения:

$$\begin{aligned} |V_{ud}| &\equiv |s_1 c_2| = 0,2205 \pm 0,0018, \\ |V_{cb}| &\equiv |s_3 c_1 c_2 + s_2 c_3 e^{i\delta}| = 0,040 \pm 0,005, \\ |V_{ub}/V_{cb}| &\equiv |s_3 s_1|/|V_{cb}| = 0,08 \pm 0,02. \end{aligned}$$

Отличие фазы φ от нуля или π означает нарушение инвариантности относительно обращения времени T - и CP -инвариантности.

Преобразование (6) обеспечивает инвариантность квадратичной формы $D_1 D_2$, т. е. $d' d' + s' s' + b' b' = dd + ss + bb$, что и приводит к диагональности нейтрального тока, к-рая с высокой точностью подтверждается отсутствием распадов вида $K \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

В теории Э. в совпадении числа лептонов и кварков выглядят совсем не случайным. Только тогда сохраняются аксиальные аномалии, к-рые в противном случае приводят к перенормируемости теории.

Первым подтверждением теории Э. в послужило открытие нейтральных токов (1973). Дальнейшее уточнение данных по нейтральным токам привело к значению угла θ_W : $\sin^2 \theta_W = 0,223 \pm 0,002$. Триумфом теории явилось открытие W - и Z -бозонов на протон-антипротонном коллайдере ЦЕРН (1983). Накоплено большое кол-во данных, к-рые в совокупности дают превосходное согласие эксперимента с теорией. Интересно, что все данные согласуются с низшим порядком теории возмущений с параметрами

$$\begin{aligned} G_F &= (1,6639 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}, \\ M_Z &= (91,1887 \pm 0,0044) \text{ ГэВ}, \\ \alpha(M_Z)^{-1} &= 128,87 \pm 0,12, \end{aligned} \quad (7)$$

где все значения соответствуют энергиям вблизи массы Z , а значение постоянной тонкой структуры согласуется с предсказанной зависимостью «бегущей константы связи» от импульса (см. *Ренормализационная группа*). Кажется удивительным, что при достаточно высокой эксперим. точности не проявляются радиационные поправки, к-рые могут достигать значит. величины при большом значении массы t -кварка. Оказывается, что при значении массы t -кварка ок. 150 ГэВ происходит сокращение разл. вкладов, что и может объяснить наблюдаемое согласие с низшим порядком. Т. о., совокупность данных по Э. в предсказывает массу t -кварка в интервале 110—195 ГэВ. Открытие t -кварка (март 1995) блестяще подтвердило это предсказание: измерение массы t -кварка двумя группами в ФНАЛ (США) дало значения 176 ± 13 ГэВ и 199 ± 30 ГэВ.

Совокупность эксперим. данных, находящихся в согласии с теорией, составляют, во-первых, данные по многочисл. распадам частиц (проверка взаимодействия заряд. тока с W -бозоном); во-вторых, данные по нейтринным реакциям (проверка взаимодействия с Z и W); в-третьих, данные по параметрам самих W - и Z -бозонов: $M_W = 80,22 \pm 0,18$ ГэВ, $G_W = 2,08 \pm 0,07$ ГэВ; из (7), $G_Z = 2497,4 \pm 3,8$ МэВ. Вероятности распадов W и Z по конкретным каналам, в основном, согласуются с теорией Э. в.

Осн. проблема Э. в., требующая решения, — изучение механизма нарушения исходной инвариантности. Самый прямой путь здесь — поиск хиггсова скаляра. Теория не предсказывает его массу M_H , поэтому диапазон поисков очень широк. Активно обсуждается возможность 100 ГэВ $< M_H < 1000$ ГэВ, к-рая будет исследована на коллайдерах нового поколения (ЛНЦ, SSC). Открытие хиггсова скаляра означало бы окончательное подтверждение теории Э. в. в исходной формулировке С. Вайнберга и А. Салама. Другая важная нерешенная проблема — нарушение CP - и T -инвариантностей. Отмечалось, что если

в (6) фаза $\varphi \neq 0, \pi$, то инвариантности нарушены. Нельзя утверждать, что совокупность данных по нарушению CP -инвариантности соответствует именно такому варианту. Представляется, что детальное определение параметров матрицы Кабиббо — Кобаяши — Маскава также является одной из центр. проблем Э. в.

Лит.: Weinberg S., A model of leptons, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1264; Salam A., Weak and electromagnetic interactions, in: Elementary particle physics, Ed. N. Svartholm, Stockh., 1968, p. 367; Аберт Е. С., Ля Б. В., Калибровочные теории, в об. Квантовая теория калибровочных полей, пер. с англ., М., 1977, с. 241; Окуй Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; Ченг Т.-И., Ли Л.-Ф., Калибровочные теории в физике элементарных частиц, пер. с англ., М., 1987. Б. А. Арбузов.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ИНДУКЦИЯ — перераспределение зарядов на поверхности проводника или поляризация диэлектрика под действием стороннего электрич. поля $E_{ext}(r)$. Вследствие Э. и, у электрически нейтральных (в целом) тел появляется индуцированный эл. заряд. дипольный момент p' и, в общем случае, более высокие моменты: квадрупольный, октупольный и т. д. (см. *Мультиполи*). Для металлич. шара, радиус к-рого a мал по сравнению с масштабом неоднородности поля, $p' = a^3 E_{ext}$, для диэлектрич. шара $p' = a^3 [(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)] E_{ext}$ (в электростатике диэлектрич. проницаемость $\epsilon \geq 1$). На несимметричных тела в общем случае действует момент сил $M = [p', E_{ext}]$, разворачивая их до тех пор, пока p' не станет параллельным электрич. полю: $p' = \alpha E_{ext}$, $\alpha > 0$. Так, вытянутые объекты (иглы, нити, молекулярные цепочки) ориентируются вдоль силовых линий поля. Др. эффектом Э. и. является втягивание частиц в область сильных полей под действием силы $F = (\rho' V) E_{ext} = (1/2) \Delta V E_{ext}^2$. Этим объясняется интенсивное пыление пыли на наэлектризованных деталях телевизоров, ткацких машин и т. д. На явления Э. и. основаны принципы работы эл.-статич. фильтров, эл.-графич. машин, эл.-статич. сепараторов молекул. Г. В. Пермитин.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ — см. *Электронные линзы*.

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР — устройство, в к-ром высокое постоянное напряжение (до нескольких МВ) создается при помощи механич. переноса электростатич. зарядов. Цикл работы Э. г. можно представить диаграммой (рис. 1). На нек-рую емкость C_1 , состоящую из подвижного и неподвижного электродов, при первом из напряжения U_1 подается заряд $q_1 = C_1 U_1$ (точка А на диаграмме). При перемещении подвижного электрода емкость уменьшается, и при нек-ром значении C_2 потенциал возрастает до $U_2 = U_1 C_1 / C_2$ (точка В). При

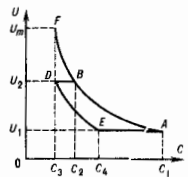


Рис. 1. Диаграмма цикла работы электростатического генератора.

этом потенциале U_2 движущийся электрод соединяется с высоковольтной системой, и при дальнейшем уменьшении емкости до величины C_3 (точка D) высоковольтной системе отдаётся заряд $(q_1 - q_2) = (C_2 - C_3) U_2$. Затем подвижный электрод отсоединяется от высоковольтной системы и начинает перемещаться к неподвижному заземленному электроду (при постоянном заряде $q_2 = C_3 U_2$); емкость растёт и при нек-ром значении C_4 потенциал электрода уменьшится до U_1 (точка E). В этот момент электрод соединяется с источником первичного напряжения U_1 , и при дальнейшем увеличении емкости заряд растёт; когда емкость достигнет первонач. величины C_1 , на электрод переходит заряд $(q_1 - q_2) = (C_1 - C_4) U_1$. В результате такого цикла кол-во электричества $(q_1 - q_2)$ переходит от первичной системы с потенциалом U_1 к высоковольтной

системе с потенциалом U_2 . Сила тока $I = (q_1 - q_2) / \Delta t$, где Δt — время цикла (при холостом ходе и в отсутствие утечек, $q_1 - q_2 = 0$, напряжение высоковольтной системы определяется значениями мин. ёмкости C_2 и $U_2 = C_2 U_1 / C_1$). Энергия, получаемая высоковольтной системой, складывается из электрич. энергии, сообщаемой первичной (низковольтной) системой $W_1 = (q_1 - q_2) U_1$ (возбуждение), и механич. работы $W = (q_1 - q_2) (U_2 - U_1)$, затрачиваемой при перемещении заряда. Если $C_2 \ll C_1$, то $U_2 \gg U_1$ и $W \gg W_1$, т. е. практически вся энергия получается за счёт затрачиваемой механич. работы.

Существует много типов Э. г., отличающихся способом транспортировки зарядов: Э. г. с жёсткими роторами в виде цилиндров или дисков; Э. г. с гибкими лентами (генератор Ван-де-Граафа); Э. г. с пыльным или жидкостным транспортером и др. В работе Э. г. сущест. значение имеют электроизолирующие свойства среды. Первые конструкции Э. г. (30-е гг.) работали в открытом воздухе при обычном атм. давлении. Для уменьшения габаритов большинство совр. Э. г. работает в сжатом газе.

У Э. г. с диэлектрич. транспортером нанесение и съём зарядов производится непрерывно системой коронирующих острий или щёток (рис. 2). Переносимый транспортером ток равен $i = \sigma v$, где σ — поверхностная плотность зарядов; b — ширина транспортера; v — его линейная скорость. Если у высоковольтного электрода на транспортер наносится заряды обратной полярности, то переносимый ток увеличивается в 2 раза. Плотность зарядов σ ограничивается возникновением поверхностных разрядов и обычно составляет $(3-4) \cdot 10^{-9}$ Кл/см², при этом переносимый ток i не превышает 1 мА.

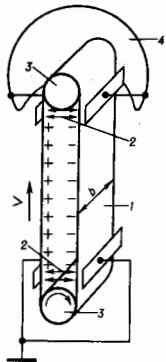


Рис. 2. Схема генератора Ван-де-Граафа с диэлектрическим транспортером зарядов: 1 — транспортер; 2 — устройства для нанесения и съема зарядов; 3 — валы транспортера; 4 — высоковольтный электрод.

У транспортера с проводящими зарядоносителями заряды наносятся на их поверхность в поле индуктора (рис. 3) и передаются высоковольтному электроду дискретными порциями. Переносимый транспортером ток равен $i = qN$, где q — заряд токоносителя, N — число зарядоносителей, касающихся высоковольтного электрода за 1 с. Пульсации напряжения генератора, вызываемые дискретным переносом зарядов, весьма малы. Транспортер из цилиндров (пеллетрон) нереалет ток ок. 0,1 мА, транспортер из стержней (ладдегрон) — 0,5 мА (при скорости перемещения носителей ок. 10 м/с). Возможно параллельное включение неск. транспортеров.

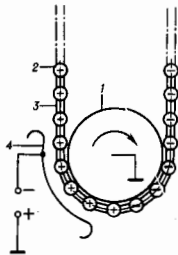


Рис. 3. Устройство транспортера с проводящими зарядоносителями: 1 — шкив транспортера; 2 — зарядоносители; 3 — изоляторы; 4 — индуктор.

Транспортеры с проводящими зарядоносителями более надёжны по сравнению с диэлектрическими, могут работать в чистых электроотрицат. газах и не загрязняют изолирующий газ ульфо. В качестве газовой изоляции используют азот, углекислоту или их смеси, для увеличения электрич. прочности изоляции применяют также газ SF_6 , фреон или их смесь с азотом и углекислотой.

Напряжение на выходе Э. г. пропорционально сопротивлению его нагрузки и току транспортера (рис. 4). Регулиро-

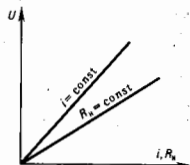


Рис. 4. Зависимость напряжения электростатического генератора от сопротивления нагрузки и тока, переносимого его транспортером.

вать и стабилизировать его можно, изменяя ток в цепи нагрузки (напр., при помощи коронирующего электрода, рис. 5) или плотность наносимых на транспортер зарядов. В первом случае постоянная времени регулятора составляет неск. мс, во втором — десятые доли секунды. Диапазон напряжений, развиваемых Э. г., в зависимости от типа составляет от неск. десятков кВ до 10 МВ и более. Э. г. используются как непосредственно в виде источников высокого напряжения, когда не требуются значит. мощности, так и в сочетании с ускорит. трубками в электростатич. ускорителях зарядч. частиц (ускорители прямого действия, инжекторы, преускорители для циклич. и линейных ускорителей и т. д.).

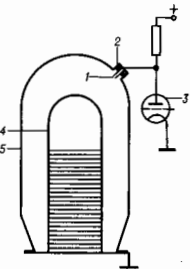


Рис. 5. Схема регулирования электростатического генератора с коронирующим электродом: 1 — коронирующие острия; 2 — изолятор; 3 — регулирующий триод; 4 — высоковольтный электрод генератора; 5 — сосуд высокого давления.

Лит.: Гохберг Б. М., Янчков Г. Б. Электростатические ускорители заряженных частиц. М., 1960; Электростатические ускорители заряженных частиц. Сб., под ред. А. К. Вальтера, М., 1963. Б. М. Гохберг, М. П. Савиных.

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ — деформация диэлектрика, пропорциональная квадрату приложенного электрич. поля (или поляризации). Электрострикционная деформация не меняет знак при изменении направления поля на противоположное. При наличии обратного пьезоэлектрич. эффекта (линейной связи деформации и поля; см. *Пьезоэлектрики*) Э. выступает в качестве малой нелинейной добавки к нему. В отличие от пьезоэлектрич. эффекта, у Э. нет обратного эффекта, по есть термодинамически сопряженный эффект — изменение диэлектрической проницаемости под действием механич. напряжения (аналог фотоупругости). Коэф. Э. является тензором 4-го ранга, несимметричным по нечетным индексам 1-й и 2-й пар индексов и симметричным по перестановке индексов внутри 1-й и 2-й пар. Тензор Э. характеризуется в общем случае (триклинная симметрия) 36 компонентами. Э. может иметь место в центросимметричных кристаллах и в изотропной среде. В сегнетоэлектриках с центросимметричной исходной (испольярной) фазой эффект Э. велик в области фазового перехода, а в сегнетоэлектрич. фазе пьезоэлектрич. эффект можно

рассматривать как Э., линейризованную полем спонтанной поляризации.

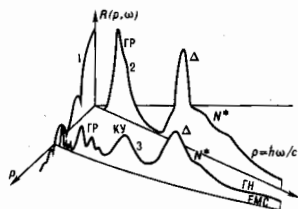
Н. Р. Иоанов.

ЭЛЕКТРОХЕМИЛУМИНЕСЦЕНЦИЯ — люминесценция спец. жидких люминофоров в электрич. поле, к-рая происходит в неск. этапах: под действием электрич. поля молекулы электролита в растворе диссоциируют, затем при их рекомбинации выделяется хим. энергия, к-рая идёт на возбуждение молекул активатора, присутствующего в растворе; возбуждённые молекулы активатора, возвращаясь в осн. состояние, испускают кванты света. Э. может быть использована для создания индикаторных устройств; при возбуждении люминофора перем. электрич. полем свечение сосредоточено вблизи электрода; применяя электроды спец. формы, можно создавать т. о. светящиеся цифры, буквы и т. д.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ — аналог химического потенциала для систем, содержащих заряд. частицы (ионы, электроны, дырки); характеризует состояние к.-л. заряд. компонента i в фазе α при опред. внеш. условиях (темпер., давления, хим. составе фазы и электрич. поле). По определению, Э. п. $\mu_i^{\alpha} = (eG/\partial n_i)_{T, p, \psi}$, где G — значение Гиббса энергии, учитывающее наличие "электрич. поля в фазе α ; n_i — число молей компонента i в этой фазе. Э. п. можно определить также как уменьшенную на $e\psi_0$ постоянную работу переноса заряд. частицы i из бесконечно удалённой точки с нулевым потенциалом внутрь фазы α . Во мн. случаях Э. п. формально разбивают на два слагаемых, характеризующих хим. и электрич. составляющие такой работы: $\mu_i^{\alpha} = \mu_i^{\alpha} + z_i E_0^{\alpha}$, где μ_i^{α} — хим. потенциал частицы в фазе α ; z_i — заряд частицы с учётом знака, F — Фарадея постоянная; ψ^{α} — электрич. потенциал.

ЭЛЕКТРОДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — ядерные превращения, идущие при рассеянии электронов атомными ядрами. Согласно представлениям квантовой электродинамики, рассеяние электронов на нуклоне происходит путём обмена виртуальными γ -квантами. В большинстве случаев достаточно ограничиться обменом одним γ -квантом. Отличие виртуальных γ -квантов от реальных состоит в том, что для последних имеет место однозначная связь между переданной нуклоном энергией $\hbar\omega$ и импульсом p . Для виртуальных γ -квантов такое равенство не имеет места, что позволяет при рассеянии электронов варьировать независимо каждую кинематич. переменную.

Если фиксировать только рассеянный электрон, то сечение процесса выражается через две т. н. структурные ф-ции ядра, к-рые зависят от переданной энергии и переданного импульса. Одна (продольная) связана с распределением заряда в ядре, а другая (поперечная) — с распределением тока намагнитченности. На рис. показана зависи-



мости первой структурной ф-ции R от переданного ядру импульса p и энергии $\hbar\omega$ (горизонтальная ось). Если ядро не передается внутр. энергия, то имеет место процесс упругого рассеяния электронов. Соответствующая структурная ф-ция (кривая 1), наз. упругим формфактором, отражает распределение заряда ядра.

При очень больших переданных импульсах электрон "чувствует" кварковую структуру ядерной системы. В асимптотич. области ф-ция R должна вести себя как $Q^{-2(n-1)}$, где Q — переданный 4-импульс, n — число квар-

ков в ядре (правильно кваркового счёта). В случае нуклона ($n=3$) асимптотич. область экспериментально достигнута и соответствующая зависимость наблюдается. Для дейтрона область, где он ведёт себя как шестикварковая система ($n=6$), и тем более для ядер с большим числом нуклонов эта область ещё не достигнута.

Вторая структурная ф-ция (упругий магн. формфактор) характеризует распределение тока намагнитченности в ядре. В магн. формфактор при больших переданных импульсах значит. вклад приходится на двухчастичный обменный ток, а затем и кварковые степени свободы.

Кривая 2 отвечает случаю, когда $p = \hbar\omega/c$. Это условие реализуется при поглощении реального γ -кванта (см. Фотодерные реакции).

Кривая 3 даёт срез структурной ф-ции при фиксированном значении переданного импульса. При малых значениях переданной энергии в структурной ф-ции проявляются узкие пики, отвечающие возбуждению дискретных и квази-дискретных состояний ядра. Далее следует широкий пик, отвечающий возбуждению мультипольных гигантских резонансов (ГР) — монополюльных, дипольных, квадрупольных и более высокой мультипольности. Механизм распада гигантских резонансов, возбуждаемых при рассеянии электронов, аналогичен механизму распада при поглощении γ -квантов.

Следующий пик в структурной ф-ции проявляется при энергии $\hbar\omega \approx p^2/2M + \langle B \rangle$, где M — масса нуклона, $\langle B \rangle$ — ср. энергия связи нуклона в ядре. Это пик квазиупругого выбывания нуклона из ядра (КУ). Измерения на совпадении рассеянного электрона и выбитого нуклона (или нуклонной ассоциации) позволяют получить данные об их распределении по импульсам (см. Совпаденый метод).

При большей энергии наблюдается ещё один пик в структурной ф-ции. Он связан с рассеянием электрона на одном нуклоне, в результате чего возбуждаются нуклонные степени свободы, и в первую очередь Δ -изобара (1232). Аналогичная картина имеет место и при поглощении γ -кванта (см. Резонансы).

Область больших переданных импульсов и энергий получила назв. области *глубоко неупругих процессов* (ГН). Здесь структурные ф-ции зависят не от каждой кинематич. переменной, а от их комбинации. Из этого следует, что внутри адронов нет масштаба расстояний, т. е. кварки, на к-рых рассеивается электрон, являются точечными частицами (см. Масштабная инвариантность). Комбинацию первоначальных кинематич. переменных, от к-рых только и зависит структурные ф-ции в сечении при глубоко неупругих процессах, наз. скейлинговыми переменными.

Отношение структурной ф-ции ядра к сумме структурных ф-ций составляющих его нуклонов имеет сложную зависимость от скейлинговой переменной, к-рая наблюдалась группой экспериментаторов, объединённых в европейскую многую коллаборацию (ЕМС-эффект). Эта зависимость обусловлена вкладом пионов, к-рым обмениваются нуклоны в ядре, ядерной структурой и др.

Лит.: Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; Drechsel D., Giannini M. M., Electron-scattering off nuclei, «Repts. Progr. Phys.», 1989, v. 52, p. 1083; Ахмедов А. И., Ситенко А. Т., Тартаковский В. К., Электродинамика ядер, К., 1989.

Р. А. Зремский.

ЭЛЕМЕНТ № 105 — искусственно полученный сверхтяжёлый элемент. До 1994 наз. *нильбориум*. См. *Элементы № 103—110*.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ДЛИНА — то же, что *фундаментальная длина*.

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ЯЧЕЙКА кристалла — часть атомной структуры кристалла, параллельными переносами к-рой (трансляциями) в трёх измерениях можно построить всю кристаллич. решётку. Э. я. имеет форму параллелепипеда, выбор её определяется *симметрией кристаллов*.

Лит. см. при ст. *Браве решётки, Симметрия кристаллов*. **ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ** — см. *Квазичастица*.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Содержание:

Введение	596
Краткие исторические сведения	596
Основные свойства элементарных частиц. Классы взаимодействий	598
Характеристики элементарных частиц	598
Классификация элементарных частиц. Кварковая модель адронов	602
Элементарные частицы и квантовая теория поля. Стандартная модель взаимодействий	605
Некоторые общие проблемы теории элементарных частиц	607

Введение

Э. ч. в точном значении этого термина — первичные, неразложимые частицы, из к-рых, по предположению, состоит вся материя. В понятии «Э. ч.» в совр. физике находит выражение идея о первообразных сущностях, определяющих все наблюдаемое разнообразие материального мира, идея, зародившаяся на ранних этапах становления естествознания и всегда игравшая важную роль в его развитии.

Понятие «Э. ч.» сформировалось в тесной связи с установлением дискретного характера строения вещества на микроскопич. уровне. Обнаружение на рубеже 19—20 вв. мельчайших носителей свойств вещества — молекул и атомов — и установление того факта, что молекулы построены из атомов, впервые позволило описать все наблюдаемые вещества как комбинации конечного, хотя и большого, числа структурных составляющих — атомов. Выявление в дальнейшем составных частей атомов — электронов и ядер, установление сложной природы самих ядер, оказавшихся построенными всего из двух частиц (нуклонов): протонов и нейтронов, существенно уменьшило кол-во дискретных элементов, формирующих свойства вещества, и дало основание предполагать, что цепочка составных частей материи завершается дискретными безструктурными образованиями — Э. ч. Выяснившаяся в нач. 20 в. возможность трактовки эл.-магн. поля как совокупности особых частиц — фотонов — дополнительно укрепила убежденность в правильности такого подхода.

Тем не менее, сформулированное предположение, вообще говоря, является экстраполяцией известных фактов и сколько-нибудь строго обосновано быть не может. Нельзя с уверенностью утверждать, что частицы, элементарные в смысле приведенного определения, существуют. Не исключено также, что утверждение «состоит из ...» на какой-то ступени изучения материи окажется лишним содержанием. От данного выше определения «элементарности» в этом случае придется отказаться. Существование Э. ч. — это своего рода постулат, и проверка его справедливости — одна из важнейших задач физики.

Как правило, термин «Э. ч.» употребляется в совр. физике ие в своем точном значении, а менее строго — для наименования большой группы мельчайших наблюдаемых частиц материи, подчиненных условию, что они не являются атомами или атомными ядрами, т. е. объектами заведомо составной природы (исключение составляет протон — ядро атома водорода). Как показали исследования, эта группа частиц необычайно обширна. Помимо протона (p), нейтрона (n), электрона (e) и фотона (γ) к ней относятся: *пи-мезоны* (π), *мюоны* (μ), *тау-лептоны* (τ), *нейтрино* трёх типов (ν_e, ν_μ, ν_τ), т. н. странные частицы (*K-мезоны* и *гипероны*), *очарованные частицы* и *прелестные (красивые) частицы* (D- и B-мезоны и соответствующие *барионы*), разнообразные *резонансы*, в т. ч. *мезоны* со скрытым очарованием и *прелестные (пси-частицы, тиссон-частицы)* и, наконец, открытые в нач. 80-х гг. *промежуточные векторные бозоны* (W, Z) — всего более 350 частиц, в осн. нестабильных. Число частиц, включаемых по мере их открытия в эту группу, постоянно растёт, и можно уверенно утверждать, что оно будет расти и впредь. Очевидно, что такое огром-

ное кол-во частиц не может выступать в качестве элементарных составляющих материи, и действительно, в 70-х гг. было показано, что большая часть перечисленных частиц (все мезоны и барионы) представляют собой составные системы. Частицы, входящие в эту последнюю группу, более точно следовало бы называть «субядерными» частицами, т. к. они представляют собой специфические формы существования материи, неагрегированной в ядра. Использование названия «Э. ч.» применительно ко всем упомянутым частицам имеет в осн. историч. причины и связано с периодом исследований (нач. 30-х гг.), когда единств. известными представителями данной группы были протон, нейтрон, электрон и частица эл.-магн. поля — фотон. Тогда эти частицы с известным правом могли претендовать на роль Э. ч.

Открытие новых микроскопич. частиц постепенно разрушило эту простую картину строения материи. Однако вновь открываемые частицы по своим свойствам были в ряде отношений близки к первым четырем известным частицам: либо к протону и нейтрону, либо к электрону, либо к фотону. До тех пор пока кол-во таких частиц было не очень велико, сохранялось убеждение, что все они играют фундам. роль в строении материи, и их включали в категорию Э. ч. С нарастанием числа частиц от этого убеждения пришлось отказаться, но традиц. назв. «Э. ч.» за ними сохранялось.

В соответствии со сложившейся практикой термин «Э. ч.» будет употребляться ниже в качестве общего названия всех мельчайших частиц материи. В тех случаях, когда речь будет идти о частицах, претендующих на роль первичных элементов материи, при необходимости будет использоваться термин «истинно элементарные частицы».

Краткие исторические сведения

Открытие Э. ч. явилось закономерным результатом общих успехов в изучении строения вещества, достигнутой физикой в кон. 19 в. Оно было подготовлено детальными исследованиями спектров атомов, изучением электрич. явлений в жидкостях и газах, открытием фотоэлектрич. явл., рентг. лучей, естеств. радиоактивности, свидетельствовавших о существовании сложной структуры материи.

Исторической первой открытой Э. ч. был электрон — носитель отрицательного элементарного электрич. заряда в атомах. В 1897 Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) убедительно показал, что т. н. катодные лучи представляют собой поток заряж. частиц, к-рые впоследствии были названы электронами. В 1911 Э. Резерфорд (E. Rutherford), пропуская *альфа-частицы* от естеств. радиоакт. источника через тонкие фольги разл. веществ, пришел к выводу, что положит. заряд в атомах сосредоточен в компактных образованиях — ядрах, а в 1919 обнаружил среди частиц, выбитых из атомных ядер, протоны — частицы с единичным положит. зарядом и массой, в 1840 раз превышающей массу электрона. Другая частица, входящая в состав ядра — нейтрон — была открыта в 1932 Дж. Чедвиком (J. Chadwick) при исследованиях взаимодействия α -частиц с бериллием. Нейтрон имеет массу, близкую к массе протона, но не обладает электрич. зарядом. Открытием нейтрона завершилось выявление частиц, являющихся структурными элементами атомов и их ядр.

Вывод о существовании частицы эл.-магн. поля — фотона — берёт свое начало от работы М. Планка (M. Planck, 1900). Для получения правильного описания спектра излучения абсолютно чёрного тела Планк вынужден был допустить, что энергия излучения делится на отд. порции (кванты). Развивая идею Планка, А. Эйнштейн в 1905 предположил, что эл.-магн. излучение является потоком квантов (фотонов) и на этой основе объяснил закономерности фотоэффекта. Прямые эксперим. доказательства существования фотона были даны Р. Милликеном (R. Millikan) в 1912—15 при исследовании фотоэффекта и А. Комптоном (A. Compton) в 1922 при изучении рассеяния γ -квантов на электронах (см. *Комптона эффект*).

Идея о существовании нейтрино — частицы, исключительно слабо взаимодействующей с веществом, принадлежит В. Паули (W. Pauli, 1930), указавшему, что подобная гипотеза позволяет устранить трудности с законом сохранения энергии в процессах бета-распада радиоакт. ядер. Экспериментально существование нейтрино было подтверждено при исследовании процесса обратного бета-распада лишь в 1956 [Ф. Райнес (F. Reines) и К. Козу (S. Cowan)].

С 30-х и до нач. 50-х гг. изучение Э. ч. было тесно связано с исследованием космических лучей. В 1932 в составе космич. лучей К. Андерсоном (С. Anderson) был обнаружен позитрон (e^+) — частица с массой электрона, но с положит. зарядом, зарядом. Позитрон был первой открытой античастицей. Существование позитрона непосредственно вытекает из релятивистской теории электрона, развитой П. Дираком (P. Dirac) в 1928—31 незадолго до обнаружения позитрона. В 1936 Андерсон и С. Неддермейер (S. Neddermeier) обнаружили при исследовании космич. лучей мюоны (обоих знаков электр. заряда) — частицы с массой примерно в 200 масс электрона, а в остальном удивительно близкие к нему по свойствам.

В 1947 также в космич. лучах группой С. Пауэлла (S. Powell) были открыты π^+ - и π^- -мезоны с массой в 274 электронные массы, играющие важную роль во взаимодействии протонов с нейтронами в ядрах. Существование подобных частиц было предположено Х. Юкавой (H. Yukawa) в 1935.

Кои. 40-х — нач. 50-х гг. ознаменовались открытием большой группы частиц с необычными свойствами, получивших назв. «странные». Первые частицы этой группы — K^+ и K^- -мезоны, Λ -гипероны — были открыты в космич. лучах, последующие открытия странных частиц были сделаны на ускорителях заряженных частиц — установках, создающих интенсивные потоки протонов и электронов высоких энергий. При столкновении с веществом ускоренные протоны и электроны рождают новые Э. ч., к-рые затем регистрируются с помощью сложных детекторов.

С нач. 50-х гг. ускорители превратились в осн. инструмент для исследования Э. ч. В 90-х гг. макс. энергии частиц, разогнанных на ускорителях, составили сотни млрд. электронвольт (ГэВ), и процесс наращивания энергий продолжается. Стремление к увеличению энергий ускоренных частиц обусловлено тем, что на этом пути открываются возможности изучения строения материи на тем меньших расстояниях, чем выше энергия сталкивающихся частиц, а также возможность рождения всё более тяжёлых частиц. Ускорители существенно увеличили темп получения новых данных и в короткий срок расширили и обогатили наше знание свойств микромира.

Ввод в строй протонных ускорителей с энергиями в миллиарды эВ позволил открыть тяжёлые античастицы: антипротон (1955), антинейтрон (1956), антисигмагиперон (1960). В 1964 были открыта самая тяжёлая частица из группы гиперонов — Ω (с массой ок. двух масс протона).

Начиная с 60-х гг. с помощью ускорителей выявлено большое число крайне неустойчивых (по сравнению с другими нестабильными Э. ч.) частиц, получивших назв. резонансов. Массы большинства резонансов превышают массу протона. [Первый из них — Δ (1232), распадающийся на я-мезон и нуклон, — известен с 1953.] Оказалось, что резонансы составляют осн. часть Э. ч.

В 1974 обнаружены массивные (3—4 протонные массы) и в то же время относительно устойчивые пси-частицы, со временем жизни примерно в 10^3 раз большим времени жизни, типичного для резонансов. Они оказались тесно связанными с новым семейством Э. ч. — очарованным, первые представители к-рого (D -мезоны, Λ_c -барионы) открыты в 1976.

В 1977 обнаружены ещё более тяжёлые (ок. 10 протонных масс) ипсилон-частицы, так же, как и пси-частицы, аномально устойчивые для частиц таких больших масс. Они явились прорывистками существования ещё одного

необычного семейства прелестных, или красивых, частиц. Его представители — B -мезоны — открыты в 1981—83, Λ_b -барионы — в 1992.

В 1962 выяснено, что в природе существует не один тип нейтрино, а, по крайней мере, два: электронное ν_e и мюонное ν_μ . 1975 принёс открытие τ -лептона, частыми почти в 2 раза тяжелее протона, но в остальном повторяющей свойства электрона и мюона. Вскоре стало ясно, что с ним связан ещё один тип нейтрино ν_τ .

Наконец, в 1983 в ходе экспериментов на протон-антипротонном коллайдере (установке для осуществления встречных столкновений пучков ускоренных частиц) открыты самые тяжёлые из известных Э. ч.: заряженные промежуточные бозоны W^\pm ($m_W \approx 80$ ГэВ) и нейтральный промежуточный бозон Z^0 ($m_Z = 91$ ГэВ).

Т. о., почти за 100 лет, прошедшие после открытия электрона, выявлено огромное число разнообразных микрочастиц материи. Мир Э. ч. оказался достаточно сложно устроенным. Неожиданным во мн. отношениях оказались свойства обнаруженных Э. ч. Для их описания, помимо характеристик, заимствованных из классич. физики, таких, как электр. заряд, масса, момент количества движения, потребовалось ввести много новых спец. характеристик, в частности для описания странных, очарованных и прелестных (красивых) Э. ч. — странность [К. Нишиджима (K. Nishijima), М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann), 1953], очарованность [Дж. Бьеркен (J. Bjorken), Т. Глэшоу (Sh. Glashow), 1964], красота [Х. Харари (H. Harari), 1975]. Уже названия приведённых характеристик отражают необычность описываемых ими свойств Э. ч.

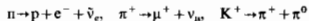
Изучение внутр. строения материи и свойств Э. ч. с первых своих шагов сопровождалось радикальным пересмотром многих устоявшихся понятий и представлений. Закономерности, управляющие поведением материи в малом, оказались настолько отличными от закономерностей классич. механики и электродинамики, что потребовали для своего описания совершенно новых теоретич. построений. Такими новыми теориями явились прежде всего частная (спец.) относительности теория (Эйнштейн, 1905) и квантовая механика (Н. Бор, Л. де Бройль, В. Гейзенберг, Э. Шрёдингер, М. Борн; 1924—27). Теория относительности и квантовая механика ознаменовали собой подлинную революцию в науке о природе и заложили основы для описания явлений микромира. Однако для описания процессов, происходящих с Э. ч., квантовой механики оказалось недостаточно. Понадобился следующий шаг — квантование классич. полей (т. и. вторичное квантование) и разработка квантовой теории поля. Важнейшими этапами на пути её развития были: формулировка квантовой электродинамики (Дирак, 1929), квантовой теории бета-распада [Э. Ферми (E. Fermi), 1934] — предшественницы совр. феноменологической теории слабых взаимодействий, квантовой мезодинамики (Х. Юкава, 1935). Этот период завершился созданием последоват. вычислит. аппарата квантовой электродинамики [С. Томонага (S. Tomonaga), Р. Фейнман (R. Feynman), Ю. Швингер (J. Schwinger); 1944—49], основанного на использовании техники перенормировки. Эта техника была обобщена в дальнейшем и на др. варианты квантовой теории поля.

Существенный этап последующего развития квантовой теории поля был связан с разработкой представлений о т. н. калибровочных полях или Янга — Миллса полей (Ч. Янг, Р. Миллс, 1954), которые позволили установить взаимосвязь свойств симметрии взаимодействия с динамикой полей. Квантовая теория калибровочных полей в настоящее время является основой для описания взаимодействий Э. ч. У этой теории имеется ряд серьёзных успехов, и всё же она ещё очень далека от завершения и не может пока претендовать на роль всеобъемлющей теории Э. ч. Возможно, пойдутся ещё не одна перестройка всех представлений и гораздо более глубокое понимание взаимосвязи свойств микрочастиц и свойств пространств-времени, прежде чем такая теория будет построена.

Основные свойства элементарных частиц. Классы взаимодействий

Все Э. ч. — объекты исключительно малых масс и размеров. У большинства из них массы m имеют порядок величин массы протона, равной $1,6 \cdot 10^{-24}$ г (заметьте: меньшие лишь масса электрона: $9 \cdot 10^{-28}$ г). Определённые из опыта размеры протона, нейтрона, π - и K -мезонов по порядку величины равны 10^{-13} см (см. «Размер элементарной частицы»). У электрона и мюона определить размеры не удалось, известно лишь, что они меньше 10^{-16} см. Микроскопич. массы и размеры Э. ч. лежат в основе квантовой специфики их поведения. Характерные длины волн, которые следует приписать Э. ч. в квантовой теории ($\lambda = h/mc$ — комптоновская длина волны), по порядку величин близки к типичным размерам, на к-рых осуществляется их взаимодействие (напр., для π -мезона $h/mc \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$ см). Это и приводит к тому, что квантовые закономерности являются определяющими в поведении Э. ч.

Наиб. важно квантовое свойство Э. ч. — их способность рождаться и уничтожаться (испускаться и поглощаться) при взаимодействии с др. частицами. В этом отношении они полностью аналогичны фотонам. Э. ч. — это специфич. кванты материи, более точно — кванты соответствующих полей физических. Все процессы с Э. ч. протекают через последовательность актов их поглощения и испускания. Только на этой основе можно понять, напр., процесс рождения π^- -мезона при столкновении двух протонов ($p + p \rightarrow p + n + \pi^-$) или процесс аннигиляции электрона и позитрона, когда взамен исчезающих частиц возникают, напр., два γ -кванта ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$). Но и процессы упругого рассеяния частиц, напр. $e^- + p \rightarrow e^- + p$, также связаны с поглощением нач. частиц и рождением конечных частиц. Распад нестабильных Э. ч. на более лёгкие частицы, сопровождаемый выделением энергии, отвечает той же закономерности и является процессом, в к-ром продукты распада рождаются в момент самого распада и до этого момента не существуют. В этом отношении распад Э. ч. подобен распаду возбуждённого атома на осн. состоянии и фотон. Примерами распадов Э. ч. могут служить



(знак «минус» над символом частицы здесь и в дальнейшем соответствует античастице).

Разл. процессы с Э. ч. при относительно небольших энергиях [до ≈ 10 ГэВ в системе центра масс (с. п. м.)] заметно отличаются по интенсивности их протекания. В соответствии с этим порождающие их взаимодействия Э. ч. можно феноменологически разделить на неск. классов: **сильное взаимодействие, электромагнитное взаимодействие и слабое взаимодействие**. Все Э. ч. обладают, кроме того, **гравитационным взаимодействием**.

Сильное взаимодействие выделяется как взаимодействие, к-рое ответственно за процессы с Э. ч., протекающие с наибольшей интенсивностью по сравнению с др. процессами. Оно приводит к самой сильной связи Э. ч. Именно сильное взаимодействие обуславливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключит. прочность этих образований, лежащую в основе стабильности вещества в земных условиях.

Эл.-магн. взаимодействие характеризуется как взаимодействие, в основе к-рого лежит связь с эл.-магн. полем. Процессы, обусловленные им, менее интенсивны, чем процесс сильного взаимодействия, а порождаемая им связь Э. ч. заметно слабее. Эл.-магн. взаимодействие, в частности, ответственно за процессы излучения фотонов, за связь атомных электронов с ядрами и связь атомов в молекулах.

Слабое взаимодействие, как показывает само название, слабо влияет на поведение Э. ч. или вызывает очень медленно протекающие процессы изменения их состояний. Иллюстрацией этого утверждения может служить, напр., тот факт, что нейтрино, участвующие только в слабом взаимодействии, беспрепятственно пронизывают, напр., толщу Земли и Солнца. Слабое взаимодействие ответ-

ственно за сравнительно медленные распады т. н. квазистабильных Э. ч. Как правило, времена жизни этих частиц лежат в диапазоне $10^{-8} - 10^{-12}$ с, тогда как типичные времена переходов для сильного взаимодействия Э. ч. составляют 10^{-23} с.

Гравитат. взаимодействие, хорошо известное по своим макроскопич. проявлениям, в случае Э. ч. в силу чрезвычайной малости их масс на характерных расстояниях $\sim 10^{-13}$ см даёт исключительно малые эффекты. В дальнейшем (за исключением раздела 7) они обсуждаются не будут.

«Силу» разл. классов взаимодействия можно приблизительно охарактеризовать безразмерными параметрами, связанными с квадратами соответствующих констант взаимодействий. Для сильного, эл.-магн. и гравитат. взаимодействия протонов при энергии процессов ~ 1 ГэВ в с. п. м. эти параметры соотносятся как $1:10^{-2}:10^{-10}:10^{38}$. Необходимость указания ср. энергии процесса связана с тем, что в феноменологич. теории слабого взаимодействия безразмерный параметр зависит от энергии. Кроме того, интенсивности разл. процессов очень по-разному зависят от энергии, а феноменологическая теория слабого взаимодействия при энергии больших M_p в с. п. м. перестаёт быть справедливой. Всё это приводит к тому, что относит. роль разл. взаимодействий, вообще говоря, меняется с ростом энергии взаимодействующих частиц и разделение взаимодействий на классы, основанное на сравнении интенсивностей процессов, надёжно осуществляется при не слишком высоких энергиях.

По совр. представлениям, при энергиях выше M_p (т. е. 80 ГэВ в с. п. м.) слабое и эл.-магн. взаимодействия сравниваются по силе и выступают как проявление единого **электрослабого взаимодействия**. Выдвинуто также привлекательное предположение о возможном выравнивании констант всех трёх видов взаимодействий, включая сильное, при сверхвысоких энергиях, больших 10^{16} ГэВ (модель т. н. **Великого объединения**).

В зависимости от участия в тех или иных видах взаимодействий все изученные Э. ч., за исключением фотона, W - и Z -бозонов, разбиваются на две осн. группы: **адроны и лептоны**. Адроны характеризуются прежде всего тем, что они участвуют в сильном взаимодействии, наряду с эл.-магнитным и слабым, тогда как лептоны участвуют только в эл.-магнитном и слабом взаимодействиях. (Наличие обоего для той и другой группы гравитат. взаимодействия подразумевается.) Массы адронов по порядку величины близки к массе протона (m_p), иногда превышая её в неск. раз; мин. массу среди адронов имеет π -мезон: $m_\pi \approx 1/7 m_p$. Массы лептонов, известных до 1975—76, были невелики ($\leq 0,1 m_p$) — отсюда их название. Однако более поздние данные свидетельствуют о существовании тяжёлых t -лептонов с массой ок. двух масс протона.

Адроны — самая обширная группа из известных Э. ч. В неё входят все барионы и мезоны, а также т. н. резонансы (т. е. бóльшая часть упомянутых 350 Э. ч.). Как уже указывалось, эти частицы имеют сложное строение и на самом деле не могут рассматриваться как элементарные. Лептоны представляются тремя заряженными (e, μ, τ) и тремя нейтральными (ν_e, ν_μ, ν_τ). Фотон, W^\pm и Z^0 -бозоны образуют вместе вакуумную группу калибровочных бозонов, осуществляющих перенос эл.-слабого взаимодействия. Элементарность частиц из этих двух последних групп пока не подвергается серьёзному сомнению.

Характеристики элементарных частиц

Каждая Э. ч., наряду со специфичной присущей ей взаимодействий, описывается набором дискретных значений определ. физ. величин или своими характеристиками. В ряде случаев эти дискретные значения выражаются через целые или дробные числа и нек-рый общий множитель — единицу измерения; об этих числах говорят как о **квантовых числах** Э. ч. и задают только их, опуская единицы измерения.

Общие характеристики всех Э. ч.—масса (m), время жизни (τ), спин (J) и электр. заряд (Q).

В зависимости от времени жизни τ Э. ч. делятся на стабильные, квазистабильные и нестабильные (резонансы). Стабильными, в пределах точности совр. измерений, являются электрон ($\tau > 2 \cdot 10^{22}$ лет), протон ($\tau > 5 \cdot 10^{32}$ лет), фотон и все типы нейтрино. К квазистабильным относят частицы, распадающиеся за счёт эл.-магн. и слабого взаимодействий. Их времена жизни лежат в интервале от 900 с для свободного нейтрона до 10^{-20} с для Σ^0 -гиперона. Резонансами наз. Э. ч., распадающиеся за счёт сильного взаимодействия. Их характерные времена жизни $10^{-23} - 10^{-24}$ с. В табл. 1 они помечены знаком * и вместо τ приведена более удобная величина: ширина резонанса $\Gamma = \hbar/\tau$.

Спин Э. ч. J является целым или полуцелым кратным величине \hbar . В этих единицах спин π - и K -мезонов равен 0,

у протона, нейтрона и всех лептонов $J = 1/2$, у фотона, W^+ - и Z -бозонов $J = 1$. Существуют частицы и с большим спином. Величина спина Э. ч. определяет поведение ансамбля одинаковых (тождественных) частиц или их статистику (Паули, 1940). Частицы полуцелого спина подчиняются *Ферми—Дирака статистике* (отсюда назв. фермионы), к-рая требует антисимметрии волновой ф-ции системы относительно перестановки пары частиц (или нечётного числа таких перестановок) и, следовательно, «запрещает» двум частицам полуцелого спина находиться в одинаковом состоянии (*Паули принцип*). Частицы целого спина подчиняются *Бозе—Эйнштейна статистике* (отсюда назв. бозоны), к-рая требует симметрии волновой ф-ции относительно перестановки частиц и допускает нахождение любого числа частиц целого спина в одном и том же состоянии. Статистич. свойства Э. ч. оказываются существ-

Табл. 1.—Основные элементарные частицы и их характеристики

Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C, b	Время жизни, с; ширина, МэВ
Калибровочные бозоны					
* W^+	W^-	0 91187(7) 80150(100)	1^- 1 1	— — —	Стабильн 2489(7) 2250(140)
Лептоны					
ν_e	$\bar{\nu}_e$	$< 8 \cdot 10^{-6}$	1/2	—	Стабильно
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	$< 0,27$	1/2	—	—
ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	< 31	1/2	—	—
e^-	e^+	0,51099906(15)	1/2	—	Стабильн
μ^-	μ^+	105,65837(34)	1/2	—	2,19703(4) 10^{-6}
τ^-	τ^+	1777(3)	1/2	—	295(3) 10^{-15}
Обычные мезоны					
π^+	π^0	139,5675(4)	0 ⁻	1, 0, 0, 0	2,603(2) 10^{-8}
*	η	134,9739(6)	0 ⁻	1, 0, 0, 0	8,4(6) 10^{-17}
*	ρ^0	548,8(6)	0 ⁻	0, 0, 0, 0	0,00119(12)
*	ω	768,3(5)	1 ⁻	1, 0, 0, 0	149,1(5)
*	η'	781,95(14)	1 ⁻	0, 0, 0, 0	8,43(10)
*	a_0^0	957,5(2)	0 ⁻	0, 0, 0, 0	0,208(21)
*	a_0^+	983(3)	0 ⁺	1, 0, 0, 0	57(11)
*	ϕ	1019, 412(8)	1 ⁻	0, 0, 0, 0	4,41(7)
*	b_1^+	1233(10)	1 ⁺	1, 0, 0, 0	150(10)
*	f_2	1274(5)	2 ⁺	0, 0, 0, 0	185(20)
*	η_0	1295(4)	0 ⁻	0, 0, 0, 0	35(6)
*	a_2^+	1318,4(7)	2 ⁺	1, 0, 0, 0	110(5)
*	f_1	1425(1)	1 ⁺	0, 0, 0, 0	55(3)
*	ρ_1^+	1450(8)	1 ⁻	1, 0, 0, 0	237(16)
*	f_1'	1525(5)	2 ⁺	0, 0, 0, 0	76(10)
*	ω_1	1594(12)	1 ⁻	0, 0, 0, 0	100(30)
*	ω_3	1668(5)	3 ⁻	0, 0, 0, 0	166(15)
*	ϕ_1	1680(50)	1 ⁻	0, 0, 0, 0	150(50)
*	ρ_3^0	1691(5)	3 ⁻	1, 0, 0, 0	215(20)
*	f_2'	1713(2)	2 ⁺	0, 0, 0, 0	138(10)
*	ϕ_3	1854(7)	3 ⁻	0, 0, 0, 0	87(25)
*	f_4	2049(10)	4 ⁺	0, 0, 0, 0	203(12)
Мезоны(c \bar{c})					
*	η_c	2980(2)	0 ⁻	0, 0, 0, 0	10(3)
*	J/ψ	3096,93(9)	1 ⁻		0,068(10)
*	χ_{c0}	3451(1)	0 ⁺		14(5)
*	χ_{c1}	3510,6(5)	1 ⁺		<1,3
*	χ_{c2}	3556,3(4)	2 ⁺		3(1)
*	ψ'	3686,0(1)	1 ⁻		0,243(43)
*	ψ''	3770(2)	1 ⁻		24(3)
*	ψ'''	4159(20)	1 ⁻		78(20)
*	ψ''''	4415(6)	1 ⁻		43(15)

Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C, b	Время жизни, с; ширина, МэВ	
Мезоны ($b\bar{b}$)						
Υ		9460,32(22)	1^-	0, 0, 0, 0	0,052(2)	
χ_{b0}		9860(1)	0^+		?	
χ_{b1}		9891,9(7)	1^+		?	
χ_{b2}		9913,2(6)	2^+		?	
Υ'		10023,3(3)	1^-		0,043(8)	
χ_{b0}'		10235(1)	0^+		?	
χ_{b1}'		10255,2(4)	1^+		?	
χ_{b2}'		10269(1)	2^+		?	
Υ''		10355,3(5)	1^-		0,024(3)	
Υ'''		10580(3)	1^-		24(2)	
Υ''''		10865(8)	1^-		110(13)	
Υ'''''		11019(8)	1^-		79(16)	
Странные мезоны						
K^+	K^-	493,646(9)	0^-	1/2, 1, 0, 0	$1,2371(29)10^{-8}$	
K^0	\bar{K}^0	497,67(3)	0^-		$\tau_{K_S^0} = 0,8922(20)10^{-10}$	
K^{*+}	K^{*-}	891,8(2)	1^-		$\tau_{K_S^{*0}} = 5,17(4)10^{-8}$	
K_1^+	K_1^-	1270(10)	1^+		49,8(8)	
K_1^0	\bar{K}_1^0	1402(7)	1^+		90(20)	
K_1^{*+}	K_1^{*-}	1425(1)	2^+		174(13)	
K_1^{*0}	\bar{K}_1^{*0}	1768(14)	2^+		98(2)	
K_1^0	\bar{K}_1^0	1774(8)	3^+		136(18)	
K_1^{*0}	\bar{K}_1^{*0}	2045(9)	4^+		164(17)	
K_1^0	\bar{K}_1^0				198(30)	
Очарованные мезоны						
D^+	D^-	1869,3(4)	0^-		1/2, 0, 1, 0	$10,62(28)10^{-13}$
D^0	\bar{D}^0	1864,5(5)	0^-			$4,2(1)10^{-13}$
D^{*+}	D^{*-}	2010,1(6)	1^-	<1		
D^{*0}	\bar{D}^{*0}	2007(1)	1^-	<2		
D_1^+	D_1^-	2424(6)	1^+	20(5)		
D_1^0	\bar{D}_1^0	2459(2)	2^+	19(7)		
D_2^+	D_2^-	1968,8(7)	0^-	$4,4(3)10^{-13}$		
D_{21}^+	D_{21}^-	2536,5(8)	1^+	4,6		
Прелестные мезоны						
B^+	B^-	5278,8(4)	0^-	1/2,0,0,1		$1,6(1)10^{-12}$
B^0	\bar{B}^0	5278,8(3)	0^-	1/2,0,0,1		$1,5(1)10^{-12}$
Обычные барионы						
p	\bar{p}	938,27231(28)	$1/2^+$	1/2,0,0,0		> 5 · 10 ³² лет
n	\bar{n}	939,56563(28)	$1/2^+$		889(3) с	
N_1^+	N_1^-	1440(20)	$1/2^+$		200	
N_2^+	N_2^-	1520(10)	$3/2^+$		125	
N_3^+	N_3^-	1650(30)	$1/2^+$		150	
N_4^+	N_4^-	1680(10)	$5/2^+$		125	
N_5^+	N_5^-	1700(30)	$3/2^+$		100	
N_6^+	N_6^-	1720(30)	$3/2^+$		200	
N_7^+	N_7^-	2190(40)	$7/2^+$		350	
N_8^+	N_8^-	2220(70)	$9/2^+$		300	
N_{11}^+	N_{11}^-	2600(60)	$11/2^+$		400	
Δ^{*+}	$\bar{\Delta}^{*-}$	1232(2)	$3/2^+$		115	
Δ_1^{*+}	$\bar{\Delta}_1^{*-}$	1620(20)	$1/2^+$		140	
Δ_2^{*+}	$\bar{\Delta}_2^{*-}$	1700(70)	$3/2^+$	250		
Δ_3^{*+}	$\bar{\Delta}_3^{*-}$	1905(15)	$5/2^+$	300		
Δ_4^{*+}	$\bar{\Delta}_4^{*-}$	1920(60)	$3/2^+$	250		
Δ_5^{*+}	$\bar{\Delta}_5^{*-}$	1930(40)	$5/2^+$	250		
Δ_6^{*+}	$\bar{\Delta}_6^{*-}$	1950(40)	$7/2^+$	240		
Δ_{11}^{*+}	$\bar{\Delta}_{11}^{*-}$	2420(40)	$11/2^+$	300		

Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C, b	Время жизни, с; ширина, МэВ
Странные барiony					
* Λ	$\bar{\Lambda}$	1115,63(5)	$1/2^+$	0, -1,0,0	2,63(2)10 ⁻¹⁰
* Λ_c	$\bar{\Lambda}_c$	1405(5)	$1/2^-$		50
* Λ_b	$\bar{\Lambda}_b$	1520(1)	$3/2^-$		16(1)
* Λ_c^-	$\bar{\Lambda}_c^-$	1670(10)	$1/2^-$		35
* Λ_b^-	$\bar{\Lambda}_b^-$	1690(5)	$3/2^-$		60
* Λ_c^+	$\bar{\Lambda}_c^+$	1810(50)	$1/2^+$		150
* Λ_c^0	$\bar{\Lambda}_c^0$	1820(5)	$5/2^+$		80
* Λ_b^0	$\bar{\Lambda}_b^0$	1890(30)	$3/2^+$		100
* Λ_b^+	$\bar{\Lambda}_b^+$	2100(20)	$7/2^-$		200
* Λ_b^+	$\bar{\Lambda}_b^+$	2350(10)	$9/2^+$		150
Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189,37(7)	$1/2^+$	1, -1,0,0	0,799(4)10 ⁻¹⁰
Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192,5(1)	$1/2^+$		7,4(7)10 ⁻²⁰
Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197,43(6)	$1/2^+$		1,48(1)10 ⁻¹⁰
* Σ_c^+	$\bar{\Sigma}_c^+$	1382,8(4)	$3/2^+$		35,8(8)
* Σ_c^0	$\bar{\Sigma}_c^0$	1384(1)	$3/2^+$		36(5)
* Σ_c^-	$\bar{\Sigma}_c^-$	1387,2(5)	$3/2^+$		39(2)
* Σ_c^{*+}	$\bar{\Sigma}_c^{*-}$	1670(15)	$3/2^-$		60
* Σ_c^{*0}	$\bar{\Sigma}_c^{*0}$	1750(30)	$1/2^-$		90
* Σ_c^{*+}	$\bar{\Sigma}_c^{*+}$	1775(5)	$5/2^-$		120
* Σ_c^{*0}	$\bar{\Sigma}_c^{*0}$	1915(5)	$5/2^+$		120
* Σ_c^{*+}	$\bar{\Sigma}_c^{*+}$	1940(40)	$3/2^-$	220	
* Σ_c^{*0}	$\bar{\Sigma}_c^{*0}$	2030(15)	$7/2^+$	180	
Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1314,9(6)	$1/2^+$	1/2, -2,0,0	2,90(9)10 ⁻¹⁰
* Ξ_c^+	$\bar{\Xi}_c^+$	1321,3(1)	$1/2^+$		1,64(1)10 ⁻¹⁰
* Ξ_c^0	$\bar{\Xi}_c^0$	1531,8(3)	$3/2^+$		9,1(5)
* Ξ_c^-	$\bar{\Xi}_c^-$	1535,0(6)	$3/2^+$		10(2)
* Ξ_c^{*0}	$\bar{\Xi}_c^{*0}$	1823(5)	$3/2^-$		24(10)
* Ξ_c^{*+}	$\bar{\Xi}_c^{*+}$	2025(5)	$5/2^+$		20(5)
Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672,4(3)	$3/2^+$	0, -3,0,0	0,82(1)10 ⁻¹⁰
Очарованные барiony					
Λ_c^+	$\bar{\Lambda}_c^+$	2285(1)	$1/2^+$	0,0,1,0	1,9(1)10 ⁻¹³
$\Sigma_c^+ \Sigma_c^+ \Sigma_c^0$	$\bar{\Sigma}_c^+ \bar{\Sigma}_c^+ \bar{\Sigma}_c^0$	2453(1)	$1/2^+$	1,0,1,0	?
Ξ_c^+	$\bar{\Xi}_c^+$	2469(2)	$1/2^+$	1/2, -1,1,0	3(1)10 ⁻¹³
Ξ_c^0	$\bar{\Xi}_c^0$	2467(2)	$1/2^+$	1/2, -1,1,0	$\approx 1 \cdot 10^{-13}$
Ω_c^0	$\bar{\Omega}_c^0$	2706(3)	$1/2^+$	0, -2,1,0	?
Прелестные барiony					
Λ_b	$\bar{\Lambda}_b$	5620(30)	$1/2^+$	0,0,0-1	1,0(2)10 ⁻¹²

Примечание. Знаком * слева помечены частицы (как правило, резонансы), для к-рых вместо времени жизни τ приведена ширина $\Gamma = \hbar/\tau$. Истинно нейтральные частицы помещены посередине между частицами и античастицами. Члены одного изотонического мультиплета расположены в одной строке (в тех случаях, когда известны характеристики каждого члена мультиплета, — с небольшим смещением по вертикали). Изменение знака четности P у антибарионов не указано, равно как и изменение знаков S, C, b у всех античастиц. Для лептонов и промежуточных бозонов внутренняя четность не является точным (сохраняющимся) квантовым числом и потому не обозначена. Цифры в скобках в конце приводимых физических величин обозначают существующую ошибку в значении этих величин, относящуюся к последним из приведенных цифр.

веными в тех случаях, когда при рождении или распаде образуется неск. одинаковых частиц.

Электрич. заряды изученных Э. ч. (кроме кварков) являются целыми кратными величине $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл ($4,8 \cdot 10^{-10}$ CGS), наз. *элементарным электрическим зарядом*. У известных Э. ч. $Q = 0, \pm 1, \pm 2$.

Помимо указанных величин, Э. ч. дополнительно характеризуются ещё рядом квантовых чисел, наз. «внутренними». Лептоны несут спинифич. *лептонное число* (L) трёх типов: электронное L_e , равное +1 для e^- и ν_e , мюонное L_μ , равное +1 для μ^- и ν_μ , и L_τ , равное +1 для τ^- и ν_τ .

Для адронов $L = 0$, и это ещё одно проявление их отличия от лептонов. В свою очередь, значит. часть адронов следует приписать т. п. *барионное число* B ($|B| = 1$). Адроны

с $B = +1$ образуют подгруппу барионов (сюда входят протон, нейтрон, гипероны; очарованные и прелестные барионы; барионные резонансы), а адроны с $B = 0$ — подгруппу мезонов (π -мезоны, K -мезоны, очарованные и прелестные мезоны, бозонные резонансы). Назв. подгрупп адронов происходят от греч. слов βαρύς — тяжёлый и μέσος — средний, что на нач. этапе исследований Э. ч. отражало сравнит. величины масс известных тогда барионов и мезонов. Более поздние данные показали, что массы барионов и мезонов сопоставимы. Для лептонов $B = 0$. Для фотона, W^\pm - и Z -бозонов $B = 0$ и $L = 0$.

Изученные барионы и мезоны подразделяются на уже упомянутые совокупности: обычных (нестранных) частиц (протон, нейтрон, π -мезоны), странных частиц (гиперо-

ны, К-мезоны), очарованных и прелестных частиц. Этому разделению отвечает наличие у адронов особых квантовых чисел: странности S , очарования C и прелести (красоты) b с допустимыми значениями (по модулю) 0, 1, 2, 3. Для обычных частиц $S=C=b=0$, для странных частиц $S \neq 0$, $C=b=0$, для очарованных частиц $S \neq 0$, $b=0$, а для прелестных $b \neq 0$. Наряду с этими квантовыми числами часто используется также квантовое число *гиперзаряд* $Y=B+C+S+b$, имеющее, по-видимому, более фундаментальное значение.

Уже первые исследования обычных адронов выявили наличие среди них семейств частиц, близких по массе и с очень сходными свойствами по отношению к сильному взаимодействию, но с разл. значениями электрич. заряда. Протоны и нейтрон (нуклоны) были первым примером такого семейства. Такие семейства позже были обнаружены среди странных, очарованных и прелестных адронов. Общность свойств частиц, входящих в такие семейства, является отражением существования у них одинакового значения квантового числа — *изотопического спина* I , принимающего, как и обычный спин, целые и полные значения. Среди семейств обычно наз. *изотопическими мультиплетами*. Число частиц в мультиплете n связано с I соотношением $n=2I+1$. Частицы одного изотопич. мультиплетта отличаются друг от друга значением «проекции» изотопич. спина I_3 , и соответствующие значения Q даются выражением

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y.$$

Важная характеристика адронов — *внутренняя чётность* P , связанная с операцией пространств. инверсии: P принимает значения ± 1 .

Для всех Э. ч. с ненулевыми значениями хотя бы одного из квантовых чисел Q, L, B, S, C, b существуют античастицы с теми же значениями массы m , времени жизни τ , спина J и для адронов изотопич. спина I , но с противоположными знаками указанных квантовых чисел, а для барионов с противоположным знаком внутр. чётности P . Частицы, не имеющие античастиц, наз. *истинно нейтральными частицами*. Истинно нейтральные адроны обладают спец. квантовым числом — *зарядовой чётностью* (т. е. чётностью по отношению к операции зарядового сопряжения) C со значениями ± 1 ; примерами таких частиц могут служить ρ^0 - и η -мезоны ($C=+1$), ρ^0 - и ϕ -мезоны ($C=-1$) и др.

Квантовые числа Э. ч. разделяются на точные (т. е. такие, к-рые связаны с физ. величинами, сохраняющимися во всех процессах) и неточные (для к-рых соответствующие физ. величины в ряде процессов не сохраняются). Спин J связан со строгим законом сохранения момента количества движения и потому является точным квантовым числом. Другое точное квантовое число — электрич. заряд Q . В пределах точности проведённых измерений сохраняются также квантовые числа B и L , хотя для этого не существует серьёзных теоретич. предполож. Более того, наблюдаемая *барионная асимметрия Вселенной* наиб. естественно может быть истолкована в предположении нарушения сохранения барионного числа B (А. Д. Сахаров, 1967). Тем не менее наблюдаемая стабильность протона есть отражение высокой степени точности сохранения B и L (нет, напр., распада $p \rightarrow e^+ + \pi^0$). Не наблюдаются также распады $\mu \rightarrow e^+ + \gamma$, $\tau \rightarrow \mu^+ + \gamma$ и т. д. Однако большинство квантовых чисел адронов неточные. Изотопич. спин, сокращаясь в сильном взаимодействии, не сохраняется в зл.-магн. и слабом взаимодействиях. Странность, очарование и прелесть сохраняются в сильном и зл.-магн. взаимодействиях, но не сохраняются в слабом взаимодействии. Слабое взаимодействие изменяет также внутр. и зарядовую чётности совокупности частиц, участвующих в процессе. С гораздо большей степенью точности сохраняется комбинированная чётность CP (CP -чётность), однако и она нарушается в нек-рых процессах, обусловленные слабым взаимодействием. Причины, вызывающие несохранение мн. квантовых чисел адронов, не ясны и, по-видимому, связаны как с природой этих квантовых

чисел, так и с глубинной структурой зл.-слабого взаимодействия.

В табл. I приведены наиб. хорошо изученные Э. ч. из групп лептонов и адронов и их квантовые числа. В спец. группу выделены калибровочные бозоны. Раздельно даны частицы и античастицы (изменение P у антибарионов не указано). Истинно нейтральные частицы помещены в центр первой колонки. Члены одного изотопич. мультиплетта расположены в одной строке, иногда с небольшим сдвижением (в тех случаях, когда даются характеристики каждого члена мультиплетта).

Как уже отмечалось, группа лептонов весьма немногочисленна, а массы частиц в осн. малы. Для масс всех типов нейтринно существуют довольно жёсткие ограничения сверху, по каковы их истинные значения, предстоит ещё выяснить.

Осн. часть Э. ч. составляют адроны. Увеличение числа известных Э. ч. в 60–70-х гг. происходило исключительно за счёт расширения данной группы. Адроны в своём большинстве представлены резонансами. Обращает на себя внимание тенденция к росту спина по мере роста массы резонансов; она хорошо прослеживается на разл. группах мезонов и барионов с заданными I, S и C . Следует также отметить, что странные частицы несколько массивнее обычных частиц, очарованные частицы массивнее странных, а прелестные частицы массивнее очарованных.

Классификация элементарных частиц. Кварковая модель адронов

Если классификация калибровочных бозонов и лептонов не вызывает особых проблем, то большое число адронов уже в пач. 50-х гг. явилось основанием для поиска закономерностей в распределении масс и квантовых чисел барионов и мезонов, к-рые могли бы составить основу их классификации. Выделение изотопич. мультиплеттов адронов было первым шагом на этом пути. С матем. точки зрения группировка адронов в изотопич. мультиплетты отражает наличие у сильного взаимодействия симметрии, связанной с *вращениями группой*, более формально, с унитарной группой $SU(2)$ — группой преобразований в комплексном двумерном пространстве [см. *Симметрия SU(2)*]. Предполагается, что эти преобразования действуют в нек-ром специфич. внутр. пространстве — т. н. изотопич. пространстве, отличном от обычного. Существование изотопич. пространства проявляется только в наблюдаемых свойствах симметрии. На матем. языке изотопич. мультиплетты суть неприводимые представления группы симметрии $SU(2)$.

Концепция симметрии как фактора, определяющего существование разл. групп и семейств Э. ч. в совр. теории, является доминирующей при классификации адронов и других Э. ч. Предполагается, что внутр. квантовые числа Э. ч., позволяющие объединять те или иные группы частиц, связаны со спец. типами симметрий, возникающими за счёт свободы преобразования в особым внутр. пространстве. Отсюда и происходит назв. «внутренние квантовые числа».

Внимательное рассмотрение показывает, что странные и обычные адроны в совокупности образуют более широкие объединения частиц с близкими свойствами, чем изотопич. мультиплетты. Их принято называть *супермультиплетами*. Число частиц, входящих в наблюдаемые супермультиплетты, равно 8 и 10. С точки зрения симметрии возникновение супермультиплеттов истолковывается как проявление существования у сильного взаимодействия группы симметрии более широкой, чем группа $SU(2)$, а именно унитарной группы $SU(3)$ — группы преобразований в трёхмерном комплексном пространстве [Фелдман, Ю. Несман (Y. Neeman), 1961]; см. *Симметрия SU(3)*. Соответствующая симметрия получила назв. унитарной симметрии. Группа $SU(3)$ имеет, в частности, неприводимые представления с числом компонент 8 и 10, к-рые можно сопоставить наблюдаемым супермультиплеттам: октету и декуплету. Примерами супермультиплеттов могут

служить следующие группы частиц с одинаковыми значениями J^P (т. е. с одинаковыми парами значений J и P):

$$J^P \begin{matrix} 0^- & \pi^+ & \pi^0 & \pi^- & K^+ & K^0 & \bar{K}^0 \\ 1/2^+ & \Sigma^+ & \Sigma^0 & \Sigma^- & \Lambda & p & n \\ 3/2^+ & \Delta^+ & \Delta^0 & \Delta^- & \Sigma^{*+} & \Sigma^{*0} & \Sigma^{*-} \end{matrix} \begin{matrix} \bar{K}^0 \\ \bar{\Sigma}^0 \\ \bar{\Sigma}^- \end{matrix} \begin{matrix} \bar{K}^0 \\ \bar{\Sigma}^0 \\ \bar{\Sigma}^- \end{matrix}$$

Унитарная симметрия менее точная, чем изотопич. симметрия. В соответствии с этим различие в массах частиц, входящих в октеты и декуплеты, довольно значительно. По этой же причине разделение адронов на супермультиплеты сравнительно просто осуществляется для Δ , ч. не очень больших масс. При больших массах, когда имеется много разл. частиц с близкими массами, это разделение осуществить сложнее.

Обнаружение среди адронов выделенных супермультиплетов фиксированных размерностей, отвечающих определ. представлениям унитарной группы $SU(3)$, явилось ключом к важнейшему заключению о существовании у адронов особых структурных элементов — кварков.

Гипотеза о том, что наблюдаемые адроны построены из частиц необычной природы — кварков, несущих спин $1/2$, обладающих сильным взаимодействием, но в то же время, не принадлежащих классу адронов, была выдвинута Дж. Цвейгом (G. Zweig) и независимо Гелл-Маном в 1964 г. (*Кварковые модели*). Идея кварков была полнократно матем. структурой представлений унитарных групп. Матем. формализм открывает возможность описания всех представлений группы $SU(3)$ (и, следовательно, всех связанных с ней мультиплетов адронов) на основе перемножения самого простого (фундам.) представления группы, содержащего λ компонент. Необходимо только допустить существование особых частиц, связанных с этими компонентами, что и было сделано Цвейгом и Гелл-Маном для частного случая группы $SU(3)$. Эти частицы были названы кварками.

Конкретный кварковый состав мезонов и барионов был выведен из того факта, что мезоны, как правило, входят в супермультиплеты с числом частиц, равным 8, а барионы — 8 и 10. Эта закономерность легко воспроизводится, если предположить, что мезоны составлены из кварка и антикварка, символически: $M=(q\bar{q})$, а барион — из трёх кварков, символически: $B=(qqq)$. В силу свойств группы $SU(3)$ мезоны разбиваются на супермультиплеты из 1 и 8 частиц, а 27 барионов — на супермультиплеты, содержащие 1, 10 и дважды по 8 частиц, что и объясняет наблюдаемую выделенность октетов и декуплетов.

Г. о., выявленное экспериментально 60-х гг. существование супермультиплетов, составленных из обычных и экзотических адронов, позволило сделать вывод о том, что все эти адроны построены из 3 кварков, обычно обозначаемых u , d , s (табл. 2). Вся совокупность известных к тому моменту фактов прекрасно согласовывается с этим предложением.

Табл. 2.—Характеристики кварков

Кварк	Символ	J	I	I_3	B	S	C	b	T	Q	$m_{\text{кв.}}$	$\Gamma \approx B$
q_1^+	u^+	1/2	1/2	+1/2	1/3	0	0	0	0	+2/3	$\approx 0,005$	
q_2^+	d^+	1/2	1/2	-1/2	1/3	0	0	0	0	-1/3	$\approx 0,0075$	
q_3^+	s^+	1/2	0	0	1/3	-1	0	0	0	-1/3	$\approx 0,150$	
q_1^0	\bar{u}^0	1/2	0	0	1/3	0	0	0	0	+2/3	$\approx 1,5$	
q_2^0	\bar{d}^0	1/2	0	0	1/3	0	0	-1	0	-1/3	≈ 5	
q_3^0	\bar{s}^0	1/2	0	0	1/3	0	0	0	1	+2/3	$\approx 175^*$	

* Предварительная экспериментальная оценка.

Последующее обнаружение пси-частиц, а также ипсилон-частиц, очарованных и прелестных адронов показало, что для объяснения их свойств трёх кварков недостаточно и необходимо допустить существование ещё двух типов кварков c и b , несущих новые квантовые числа: очарование и прелесть. Это обстоятельство не поколебало, однако, основные положения кварковой модели. Был сохранён, в частности, центр. пункт её схемы строения адронов:

$M=(q\bar{q})$, $B=(qqq)$. Более того, именно на основе предположения о кварковом строении пси- и ипсилон-частиц удалось дать физ. толкование их во многом необычным свойствам.

Исторически открытые пси- и ипсилон-частицы, равно как и новых типов очарованных и прелестных адронов, явилось важным этапом в утверждения представлений о кварковом строении всех сильновзаимодействующих частиц. Согласно совр. теоретич. моделям (см. ниже), следовало ожидать существования ещё одного — шестого t -кварка, k -рый и был обнаружен в 1995.

Указанная выше кварковая структура адронов и матем. свойства кварков как объектов, связанных с фундам. представлением группы $SU(3)$, приводят к следующему квантовому числам кварков (табл. 2). Обращают на себя внимание необычные (дробные) значения электрич. заряда Q , а также B , не встречающиеся ни у одной из изученных Δ , ч. С индексом i у каждого типа кварка q_i ($i=1, 2, 3, 4, 5, 6$) связана особая характеристика кварков — цвет, k -рой нет у наблюдаемых адронов. Индекс i принимает значения 1, 2, 3, т. е. каждый тип кварка (q_i) представлен тремя равнозначными q_i^k [Н. Боголюбов с соавторами, 1965, Я. Намбу (Y. Nambu) и М. Хан (M. Khan), 1965, И. Миямото (Y. Miyamoto), 1965]. Квантовые числа каждого типа кварка не меняются при изменении цвета, потому табл. 2 относится к кваркам любого цвета. Как было показано позднее, величины q^k (для каждого i) при изменении k с точки зрения их трансформ. свойства следует рассматривать как компоненты фундам. представления ещё одной группы $SU(3)$, цветовой, действующей в цветовой трёхмерном пространстве [см. Цветовая симметрия $SU(3)$].

Необходимость введения цвета вытекает из требования антисимметрии волновой ф-ции системы кварков, образующих барионы. Кварки, как частицы со спином $1/2$, должны подчиняться статистике Ферми — Дирака. Между тем имеются барионы, составленные из трёх одинаковых кварков с одинаковой ориентацией спина: Δ^{++} ($u_1u_1u_1$), Ω^- ($s_1s_1s_1$), k -рые явно симметричны относительно перестановки кварков, если последние не обладают дополнит. степенью свободы. Такой дополнит. степенью свободы и является цвет. С учётом цвета требуемая антисимметрия легко восстанавливается. Уточнённые ф-лы структурного состава мезонов и барионов выглядят при этом следующим образом:

$$M_{ik} = 1/\sqrt{3} \sum_{a=1}^3 (q_i^a \bar{q}_k^a)$$

$$B_{\alpha\beta\gamma} = 1/\sqrt{6} \sum_{a,b,\gamma=1}^3 (\epsilon_{\alpha\beta\gamma} q_i^a q_j^b q_k^c)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный тензор (Левы-Чивиты символ) $(1/\sqrt{3}, 1/\sqrt{6})$ — нормированные множители). Важно отметить, что ни мезоны, ни барионы не несут цветовой индексов (тишина цвета) и являются, как иногда говорят, «бесцветными» частицами.

В табл. 2 приведены лишь «эффективные» массы кварков. Это связано с тем, что кварки в свободном состоянии, несмотря на многочисленные тщательные их поиски, не наблюдались. В этом, кстати, проявляется ещё одна особенность кварков как частиц совершенно новой, необычной природы. Поэтому прямых данных о величии масс кварков, k -рые могут быть извлечены из их разл. динамических проявлений в характеристиках адронов (включая массы последних), а также в разл. процессах происходящих с адронами (распады и т. п.). Для массы t -кварка дана предварительная эксперим. оценка.

Всё многообразие адронов возникает за счёт разл. сочетаний u -, d -, s -, c - и b -кварков, образующих связанные состояния. Обычным адронам соответствуют связанные состояния, построенные только из u - и d -кварков [для мезонов с возможным участием комбинаций $(s\bar{s})$, $(c\bar{c})$ и $(b\bar{b})$]. Наличие в связанном состоянии, наряду с u - и

d -кварки, одного s -, c - или b -кварка означает, что соответствующий адрон страннй ($S = -1$), очарованный ($C = +1$) или прелестный ($b = -1$). В состав бариона может входить два и три s -кварка (соответственно c - и b -кварка), т. е. возможны дважды и трижды странные (очарованные, прелестные) барионы. Допустимы также сочетания разл. числа s - и c -, b -кварков (особенно в барионах), к-рые соответствуют «гибридным» формам адронов (странно-очарованным, странно-прелестным). Очевидно, что чем больше s -, c - или b -кварков содержит адрон, тем он массивнее. Если сравнить основные (не возбужденные) состояния адронов, именно такая картина и наблюдается (табл. 1).

Поскольку спин кварков равен $1/2$, приведенная выше кварковая структура адронов имеет своим следствием целочисленный спин у мезонов и полуцелый — у барионов, в полном соответствии с экспериментом. При этом в состояниях, отвечающих орбитальному моменту $l=0$, в частности в осн. состояниях, значения спина мезонов должны равняться 0 или 1 (для антипараллельной $\uparrow\downarrow$ и параллельной $\uparrow\uparrow$ ориентации спинов кварков), а спина барионов: $1/2$ или $3/2$ (для спиновых конфигураций $\uparrow\uparrow\downarrow$ и $\uparrow\uparrow\uparrow$). С учетом того, что внутр. четность системы кварк — антикварк отрицательна, значения J^P для мезонов при $l=0$ равны 0^- и 1^- , для барионов: $1/2^+$ и $3/2^+$. Именно эти значения наблюдаются у адронов, имеющих наименьшую массу при заданных значениях l и S, C, b .

В качестве иллюстрации в табл. 3 и 4 приведен кварковый состав мезонов с $J^P=0^-$ и барионов $J^P=1/2^+$ (всюду предполагается необходимое суммирование по цветам кварков).

Табл. 3.— Кварковый состав изученных мезонов с $J^P=0^-$ ($l=0$)

Частица	Состав	Частица	Состав	Частица	Состав
π^+	$u\bar{d}$	π	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$	D_s^+	$c\bar{s}$
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$	π^0	$\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$	D_s^0	$c\bar{s}$
π^-	$d\bar{u}$	η_c	$c\bar{c}$	η_8	$b\bar{b}$
K^0	$u\bar{s}$	D^0	$d\bar{c}$	B^0	$u\bar{b}$
K^+	$d\bar{s}$	D^+	$u\bar{c}$	B^+	$u\bar{b}$
K^0	$s\bar{d}$	D^0	$d\bar{c}$	B^0	$u\bar{b}$
K^-	$s\bar{u}$	D^-	$u\bar{c}$	B^-	$u\bar{b}$
K^0	$s\bar{d}$	D^0	$d\bar{c}$	B^0	$u\bar{b}$

Табл. 4.— Кварковый состав изученных барионов с $J^P=1/2^+$ ($\uparrow\uparrow\downarrow$)

Частица	Состав	Частица	Состав	Частица	Состав
p	uud	Ξ^0	uss	Ξ_c^+	$(us)c$
n	udd	Ξ^-	dss	Ξ_c^0	$(ds)c$
Λ^0	$(ud)s$	Λ_c^+	$(ud)c$	Ω_c^0	ssc
Σ^+	uus	Σ_c^{++}	uuc	Λ_b^0	$(ud)b$
Σ^0	$(ud)s$	Σ_c^+	$(ud)c$		
Σ^-	$d\bar{d}s$	Σ_c^0	ddc		

Примечание. Символ $\{\}$ означает симметризацию по перенным частицам; символ $[\]$ — антисимметризацию.

Т. о., кварковая модель естеств. образом объясняет происхождение осн. групп адронов и их наблюдаемые квантовые числа. Более детальное динамичное рассмотрение позволяет также сделать ряд полезных заключений относительно взаимосвязи масс внутри разл. семейств адронов.

Правильно передавая специфику адронов с наименьшими массами и спинами, кварковая модель естеств. образом объясняет также общее большое число адронов и преобладание среди них резонансов. Многочисленность адронов есть отражение их сложного строения и возможности сущ-

ествования разл. возбужденных состояний кварковой систем. Все возбужденные состояния кварковых систем неустойчивы относительно быстрых переходов за счет сильного взаимодействия в нижележащие состояния. Они-то и образуют осн. часть резонансов. Небольшую долю резонансов составляют также кварковые системы с параллельной ориентацией спинов (за исключением Π^+). Кварковые конфигурации с антипараллельной ориентацией спинов, относящиеся к осн. состояниям, образуют кластерные адроны и стабильный протон.

Возбуждения кварковых систем иронскают как за счет изменения вращат. движения кварков (орбитальные возбуждения), так и за счет изменения их пространств. расположения (радиальные возбуждения). В первом случае рост массы системы сопровождается изменением суммарного спина J и четности P системы, во втором случае увеличение массы происходит без изменения J^P .

При формулировке кварковой модели кварки рассматривались как гипотетич. структурные элементы, открывающие возможность очень удобного описания адронов. В последние годы были проведены эксперименты, к-рые позволяют говорить о кварках как о реальных материальных образованиях внутри адронов. Первыми были эксперименты по рассеянию электронов на нуклонах на очень большие углы. Эти эксперименты (1968), напоминающие классич. опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц на атомах, выявили наличие внутри нуклона точечных заряд. образований (см. *Партонь*). Сравнение данных этих экспериментов с аналогичными данными по рассеянию нейтрно на нуклонах (1973—75) позволили сделать заключение о ср. величине квадрата электрич. заряда этих точечных образований. Результат оказался близким к ожидаемому дробным значениям $(2/3)^2 e^2$ и $(1/3)^2 e^2$. Изучение процесса рождения адронов при аннигиляции электрона и позитрона, к-рый предположительно идет через следующие стадии:

$$e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \text{ — адроны,}$$

указало на наличие двух групп адронов, т. н. струй (см. *Струя адронная*), генетически связанных с каждым из образующихся кварков, и позволило определить спин кварков. Он оказался равным $1/2$. Общее число рожденных в этом процессе адронов свидетельствует также о том, что в промежуточном состоянии каждый тип кварка представлен тремя разновидностями, т. е. кварки трехцветны.

Т. о., квантовые числа кварков, заданные на основании теоретич. соображений, получили всестороннее эксперим. подтверждение. Кварки фактически приобрели статус новых Э. ч. и являются серьезными претендентами на роль истинно Э. ч. для сильно взаимодействующих форм материи. Число известных видов кварков невелико. До длин $\leq 10^{-18}$ см кварки выступают как точечные бесструктурные образования. Бесструктурность кварков, конечно, может отражать лишь достигнутый уровень исследования этих материальных образований. Однако ряд специфич. особенностей кварков дает известные основания предполагать, что кварки являются частицами, замыкающими цепь структурных составляющих сильно взаимодействующей материи.

От всех других Э. ч. кварки отличаются тем, что в свободном состоянии они, по-видимому, не существуют, хотя имеются четкие свидетельства их существования в связанном состоянии. Эта особенность кварков, скорее всего, связана со специфич. их взаимодействием, порождаемого обменом особыми частицами — глюонами, приводящего к тому, что силы притяжения между ними не ослабляются с расстоянием. Как следствие, для отделения кварков друг от друга требуется бесконечная энергия, что, очевидно, невозможно (теория т. н. конфайнмента или пленения кварков; см. *Удержание цвета*). Реально при попытке отделить кварки друг от друга происходит образование дополнит. адронов (т. н. адронизация кварков). Невозможность наблюдения кварков в свободном состоянии делает их совершенно новым типом структурных единиц вещества. Неясно, напр., можно ли в этом случае ставить вопрос

о составных частях кварков и не обрывается ли тем самым последовательность структурных составляющих материи.

Все сказанное подводит к выводу, что кварки, наряду с лептонами и калибровочными бозонами, также не имеющими наблюдаемых признаков структуры, образуют группу Э. ч., к-рая имеет небольшие основания претендовать на роль истинно Э. ч.

Элементарные частицы и квантовая теория поля. Стандартная модель взаимодействий

Для описания свойств и взаимодействий Э. ч. в совр. теории существ. значение имеет понятие физического поля, к-рое ставится в соответствие каждой частице. Поле есть специфич. форма распределенной в пространстве материи; оно описывается ф-цией, задаваемой во всех точках пространства-времени и обладающей определ. трансформат. свойствами по отношению к преобразованиям Лоренца группы (скаляр, спинор, вектор и т. д.) и групп «внутр.» симметрий (изотопич. скаляр, изотопич. спинор и т. д.). Эл.-магн. поле, обладающее свойствами четырехмерного вектора $A_\mu(x)$ ($\mu=1, 2, 3, 4$), — исторически первый пример физ. поля. Поля, сопоставляемые Э. ч., имеют квантовую природу, т. е. их энергия и импульс складываются из множества отд. порций — квантов, причём полная энергия ϵ_k и импульс p_k кванта связаны соотношением спец. теории относительности: $\epsilon_k^2 = p_k^2 c^2 + m^2 c^4$. Каждый такой квант и есть Э. ч. с массой m , с заданной энергией ϵ_k и импульсом p_k . Квантами эл.-магн. поля являются фотоны, кванты др. полей соответствуют всем остальным известным Э. ч. Матем. аппарат квантовой теории поля (КТП) позволяет описать рождение и уничтожение частицы в каждой пространственно-временной точке.

Трансформат. свойства поля определяют осн. квантовые числа Э. ч. Трансформационные свойства по отношению к преобразованиям группы Лоренца задают спин частиц: скаляру соответствует спин $J=0$, спинору — спин $J=1/2$, вектору — спин $J=1$ и т. д. Трансформат. свойства полей по отношению к преобразованиям «внутр.» пространств («зарядовое пространство», «изотопич. пространство», «унитарное пространство», «цветное пространство») определяют существование таких квантовых чисел, как L, B, I, S, C, b , а для кварков и глюонов также и цвета. Введение «внутр.» пространств в аппарат теории — пока чисто формальный приём, к-рый, однако, может служить указанием на то, что размерность физ. пространства-времени, отражающаяся в свойствах Э. ч., реально больше четырёх — т. е. больше размерности пространства-времени, характерного для всех макроскопич. физ. процессов.

Масса Э. ч. не связана непосредственно с трансформат. свойствами полей. Это дополнительная их характеристика, происхождение к-рой не понято до конца.

Для описания процессов, происходящих с Э. ч., в КТП используется Лазранжев формализм. В лагранжиане, построенном из полей, участвующих во взаимодействии частиц, заключены все сведения о свойствах частиц и динамике их поведения. Лагранжиан включает в себя два гл. слагаемых: лагранжиан \mathcal{L}_0 , описывающий поведение свободных полей, и лагранжиан взаимодействия \mathcal{L}_{int} , отражающий взаимосвязь разл. полей и возможность превращения Э. ч. Знание точной формы \mathcal{L}_{int} позволяет в принципе, используя аппарат матрицы рассеяния (S -матрицы), рассчитывать вероятности переходов от исходной совокупности частиц к заданной конечной совокупности частиц, происходящих под влиянием существующего между ними взаимодействия. Т. о., установление структуры \mathcal{L}_{int} открывающее возможность количеств. описания процессов Э. ч., является одной из центр. задач КТП.

Существ. продвижение в решении этой задачи было достигнуто в 50—70-х гг. на основе развития идеи о векторных калибровочных полях, сформулированной в уже упоминавшейся работе Янга и Миллса. Отталкиваясь от известного положения о том, что всякий наблюдаемый экспериментально закон сохранения связан с инвариантностью описывающей систему лагранжиана относительно

преобразований нек-рой группы симметрии (*Нётер теорема*), Янг и Миллс потребовали, чтобы эта инвариантность выполнялась локально, т. е. имела место при произвольной зависимости преобразований от точки пространства-времени. Оказалось, что выполнение этого требования, физически связанного с тем, что взаимодействие не может мгновенно передаваться от точки к точке, возможно только при введении в структуру лагранжиана спец. калибровочных полей векторной природы, определ. образом трансформирующихся при преобразованиях группы симметрии. Причём структуры свободного лагранжиана \mathcal{L}_0 и \mathcal{L}_{int} оказались в указанном подходе тесно связанными: знание \mathcal{L}_0 в значит. мере предопределяло вид \mathcal{L}_{int} .

Последнее обстоятельство обусловлено тем, что требование локальной калибровочной инвариантности может быть выполнено только в том случае, когда во всех производных, действующих на свободные поля в \mathcal{L}_0 , осуществлена замена $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ig \sum_{a=1}^n T^a V_\mu^a$. Здесь g — константа взаимодействия; V_μ^a — калибровочные поля; T^a — генераторы группы симметрии в матричном представлении, соответствующем свободному полю; r — размерность группы.

В силу сказанного в видоизменённом лагранжиане автоматически возникает член строго определ. структуры, описывающие взаимодействие полей, исходя из входивших в \mathcal{L}_0 , со вновь введёнными калибровочными полями. При этом калибровочные поля осуществляют роль нересонансного взаимодействия между исходными полями. Конечно, поскольку в лагранжиане появились новые калибровочные поля, свободный лагранжиан должен быть дополнен членом, связанным с ними, и подвергнуты процедуре видоизменений, описанной выше. При точном соблюдении калибровочной инвариантности калибровочные поля отвечают бозонам с нулевой массой. При нарушенной симметрии масса бозонов отлична от нуля.

В таком подходе задача построения лагранжиана, отражающего динамику взаимодействующих полей, но существующая с правильным отбором системы полей, составляющих первоначальный свободный лагранжиан и фиксации его формы. Последняя, впрочем, при заданных трансформационных свойствах относительно группы Лоренца однозначно определяется требованием релятивистской инвариантности и очевидным требованием вхождения только структур, квадратичных по полям.

Т. о., основным для описания динамики является вопрос о выборе системы первичных полей, образующих \mathcal{L}_0 . Т. е. фактически всё тот же центр. вопрос физики Э. ч.: «Какие частицы (и соответственно поля) следует считать наиболее фундаментальными (элементарными) при описании наблюдаемых частей материи?».

Совр. теория, как уже отмечалось, выделяет в качестве таких частиц бесструктурные частицы со спином $1/2$: кварки и лептоны. Такой выбор позволяет, опираясь на принцип локальной калибровочной инвариантности, построить весьма успешную схему описания сильного и эл.-слабого взаимодействий Э. ч., получившую став. стандартной моделью.

Модель исходит прежде всего из допущения, что для сильного взаимодействия имеет место точная симметрия $SU_c(3)$, отвечающая преобразованиям в «цветовом» трёхмерном пространстве. При этом предполагается, что кварки преобразуются по фундам. представлению группы $SU_c(3)$. Выполнение требования локальной калибровочной инвариантности для кваркового лагранжиана приводит к появлению в структуре теории восьми безмассовых калибровочных бозонов, названных глюонами, взаимодействующих с кварками (и между собой) строго определ. образом (Фриттин, Телл-Ман, 1972). Разработанная на этой основе схема описания сильного взаимодействия получила назв. *квантовой хромодинамики*. Правильность её предсказаний подтверждена многочисл. экспериментами, в т. ч. получены убедительные свидетельства существования глюонов. Имеются также серьёзные основания полагать, что

аппарат квантовой хромодинамики содержит в себе объяснение явления конфайнмента.

При построении теории эл.-слабого взаимодействия было использовано то обстоятельство, что существование пар лептонов с одинаковым лептонным числом (L_e, L_{μ}, L_{τ}), но с разным электрич. зарядом ($e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_{\mu}, \tau^-, \nu_{\tau}$) можно трактовать как проявление симметрии, связанной с группой т.н. слабого изоспина $SU_{\alpha}(2)$, а сами пары рассматривать как спиновые (дублетные) представления этой группы. Аналогичная трактовка возможна в отношении пар кварков, участвующих в слабом взаимодействии. Отметим, что рассмотрено в рамках этой схемы слабого взаимодействия с участием кварка b с необходимостью ведёт к заключению о существовании у него изотопического партнёра кварка t , составляющего пару (t, b). Выделение слабым взаимодействием определ. *спиральности* (левой) у участвующих в нём фермионов дополнительно можно рассматривать как проявление существования симметрии $U_{\alpha}(1)$, связанной со слабым гиперзарядом Y_{α} . При этом левым и правым фермионам следует присписывать разные значения гиперзарядов Y_{α} , а правые фермионы нужно рассматривать как изотопические скаляры. В принятом построении естественно возникает соотношение $Q = I_3^{\alpha} + 1/2 Y_{\alpha}$, уже встречающееся нам у адронов.

Т.о., вышесказанный анализ эл.-слабого взаимодействия лептонов и кварков позволяет выявить у них наличие симметрии (заметьте, впрочем, нарушенной), отвечающей группе $SU_{\alpha}(2) \otimes U_{\alpha}(1)$. Если отвлечься от нарушения этой симметрии и воспользоваться строгим условием локальной калибровочной инвариантности, то возникнет теория эл.-слабого взаимодействия кварков и лептонов, в k -ой фигурируют четыре безмассовых бозона (два заряженных и два нейтральных) и две константы взаимодействия, соответствующие группам $SU_{\alpha}(2)$ и $U_{\alpha}(1)$. В этой теории члены лагранжиана, отвечающие взаимодействию с заряж. бозонами, правильно воспроизводят известную структуру *заряженных токов*, но не обеспечивают наблюдаемое в слабых процессах короткодействие, что и неудивительно, т.к. нулевая масса промежуточных бозонов ведёт к дальности действия. Отсюда следует лишь то, что в реальности теории слабого взаимодействия массы промежуточных бозонов должны быть конечными. Это находится в соответствии и с фактом нарушения симметрии $SU_{\alpha}(2) \otimes U_{\alpha}(1)$.

Однако прямое введение конечных масс промежуточных бозонов в построенный описанным выше образом лагранжиан невозможно, т.к. влходит в противоречие с требованием локальной калибровочной инвариантности. Учёт непротиворечивым образом нарушение симметрии и добиться появления в теории конечных масс промежуточных бозонов удалось с помощью важного предположения о существовании в природе особых скалярных полей (*Хиггса полей*), взаимодействующих с фермионными и калибровочными полями и обладающих спонтанным нарушением симметрии, ведущим к явлению *спонтанного нарушения симметрии* [П. Хиггс (P. Higgs), 1964]. Введение в лагранжиан теории в простейшем варианте одного дублета (по группе слабого изоспина) полей Хиггса приводит к тому, что вся система полей переходит к новому, более низкому по энергии вакуумному состоянию, отвечающему нарушенной симметрии. Если исходно *вакуумное среднее* от поля Φ было равно нулю ($\langle \Phi \rangle_0 = 0$), то в новом состоянии $\langle \Phi \rangle = \Phi_0 \neq 0$. Нарушение симметрии и появление в теории конечного Φ_0 приводит за счёт *Хиггса механизма* к исчезновению масс зарядж. промежуточных бозонов W^{\pm} и к возникновению смешивания (линейной комбинации) двух нейтральных бозонов, фигурирующих в теории. В результате смешивания возникает безмассовое эл.-магн. поле, взаимодействующее с эл.-магн. током кварков и лептонов, и поле массивного нейтрального бозона Z^0 , взаимодействующее с *нейтральным током* строго заданной структуры. Параметр (угол) смешивания (*Вайнберга угла*) нейтральных бозонов в этой схеме задается отношением констант взаимодействия групп $U_{\alpha}(1)$ и $SU_{\alpha}(2)$: $\text{tg } \theta_W = g'/g$. Этот же параметр определяет

связь масс m_W и m_Z ($m_Z = m_W / \cos \theta_W$) и связь электрич. заряда e с константой группы слабого изоспина g : $e = g \sin \theta_W$ [С. Вайнберг (S. Weinberg), Ш. Глюшо, А. Салам (A. Salam), 1967—68; обобщение на кварки: Глюшо, Дж. Иллиоулос (J. Ilipoulos), Л. Майяли (L. Maiani), 1970]. Обнаружение в 1973 при изучении рассеяния нейтрино нейтральных слабых токов, предсказанных описанной выше схемой, и последовавшее затем в 1983 открытие W - и Z -бозонов с массами соответственно 80 ГэВ и 91 ГэВ блестяще подтвердили всю концепцию единого описания эл.-магн. и слабого взаимодействий. Эксперим. определённые значения $\sin^2 \theta_W \approx 0,23$ показали, что константа g и электрич. заряд e близки по величине. Стало понятно, что «слабость» слабого взаимодействия при энергиях, заметно меньших m_W и m_Z , в осн. обусловлена большой величиной массы промежуточных бозонов. Действительно, константа феноменологической четырёхфермионной теории слабого взаимодействия Ферми G_F в изложенной схеме равна $G_F = g^2 / \sqrt{2} 8 m_W^2$. Это означает, что эфф. константа слабого взаимодействия при энергии в с.п.м., $\sim m_W$ равна $G_F m_W^2 \approx 10^{-5}$, а её квадрат близок к 10^{-10} , т.е. к значению, приводившемуся выше. При энергиях же в с.п.м., больших ли порядка m_W , единственным параметром, характеризующим слабое взаимодействие, становится величина $g^2/4\pi$ или $e^2/4\pi$, т.е. слабое и эл.-магн. взаимодействия становятся сравнимыми по интенсивности и должны рассматриваться совместно.

Построение единого описания эл.-магн. и слабого взаимодействий является важным достижением теории калибровочных полей, сравнимым по значимости с разработкой Максвеллом в кон. 19 в. единой теории эл.-магн. явлений. Количество предсказания теории эл.-слабого взаимодействия во всех проведённых измерениях оправдалось с точностью $\approx 1\%$. Важным физ. следствием указанного построения является заключение о существовании в природе частицы нового типа — нейтрального *Хиггса бозона*. На нач. 90-х гг. такая частица обнаружена не была. Проведённые поиски показали, что её масса превышает 60 ГэВ. Теория не даёт, однако, точного предсказания для величин массы бозона Хиггса. Можно лишь утверждать, что значение его массы не превышает 1 ТэВ. Оценочные значения массы этой частицы лежат в диапазоне 300—400 ГэВ.

Итак, «стандартная модель» отрабатывается в качестве фундам. частн. три пары кварков (u, d), (c, s), (t, b) и три пары лептонов (ν_e, e^-) (ν_{μ}, μ^-) (ν_{τ}, τ^-), обычно группируемых в соответствии с величиной их масс в семейства (или поколения) следующим образом:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau^- \end{pmatrix}.$$

и постулирует, что их взаимодействия удовлетворяют симметрии $SU_{\alpha}(3) \otimes SU_{\alpha}(2) \otimes U_{\alpha}(1)$. Как следствие, получается теория, в k -ой переносчиками взаимодействия являются калибровочные бозоны: глюоны, фотон, W^{\pm} и Z . И хотя «стандартная модель» весьма успешно справляется с описанием всех известных фактов, относящихся к Э.ч., всё же, скорее всего, она является промежуточным этапом в построении более совершенной и всеобъемлющей теории Э.ч. В структуре «стандартной модели» ещё достаточно много произвольных, эмпирически определяемых параметров (значений масс кварков и лептонов, значений констант взаимодействия, углов смешивания и т.п.). Число поколений фермионов в модели также не определено. Пока эксперимент уверенно утверждает лишь то, что число поколений не превышает трёх, если в природе не существует тяжёлых нейтрино с массами в неск. десятков ГэВ.

С точки зрения свойств симметрии взаимодействий более естественно было бы ожидать, что во всеобъемлющей теории Э.ч. вместо прямого произведения групп симметрии будет фигурировать одна группа симметрии G с одной отвечающей ей константой взаимодействия. Группы сим-

метрии «стандартной модели» в этом случае можно было бы трактовать как продукты редукции большой группы при нарушении связанной с ней симметрии. На этом пути, в принципе, могла бы возникнуть возможность Великого объединения взаимодействий. Формальной основой такого объединения может служить свойство изменения с энергией эфф. констант взаимодействия калибровочных полей $g_i^2/4\pi = \alpha_i (i=1, 2, 3)$, возникающее при учёте высших поправок теории (т. н. бегущие константы). При этом константа α_1 связана с группой $U(1)$; α_2 — с группой $SU(2)$; α_3 — с группой $SU(3)$. Упомынутые очень медленные (логарифмические) изменения описываются выражением

$$\alpha_i^{-1}(M) = \alpha_i^{-1}(\mu) - b_i(2\pi)^{-2} \ln M/\mu,$$

связывающим значения эфф. констант $\alpha_i(M)$ и $\alpha_i(\mu)$ при двух различающихся значениях энергии: M и μ ($M > \mu$). Характер этих изменений разный для разл. групп симметрии (н. следовательно, разл. взаимодействий) и даётся коэффициентами b_i , вбирающими в себя информацию как о структуре групп симметрии, так и об участвующих во взаимодействии частицах. Поскольку b_1, b_2 и b_3 различны, допустима возможность того, что, несмотря на заметные расхождения величины $\alpha_i^{-1}(\mu)$ при исследованных энергиях μ , при очень больших энергиях M все три значения $\alpha_i^{-1}(M)$ совпадут, т. е. будет реализовано Великое объединение взаимодействий. Пятельный анализ, однако, показал, что в рамках стандартной модели, используя известные значения $\alpha_i^{-1}(\mu)$, получить совпадение всех трёх значений $\alpha_i^{-1}(M)$ при каком-то большом M невозможно, т. е. вариант теории с Великим объединением в этой модели не реализуем. В то же время было выяснено, что в схемах, отличных от стандартной модели, с изменённым составом осн. (фундам.) полей или частиц, Великое объединение может иметь место. Изменения в составе осн. частиц ведут к изменениям в значениях коэффициентов « b_i » и тем самым обеспечивают возможность совпадения $\alpha_i(M)$ при больших M .

Руководящей идеей при выборе изменённого состава осн. частиц теории являлся идея возможного существования в мире Э. ч. суперсимметрии, к-рая устанавливает определ. взаимосвязи между частицами целого и полужелого спина, фигурирующими в теории. Для соблюдения требований суперсимметрии, напр. в случае стандартной модели, каждой частице должна быть поставлена в соответствие частица со спином, смещённым на $1/2$. Причём в случае точной суперсимметрии все эти частицы должны иметь одинаковые массы. Так, кваркам и лептонам спина $1/2$ должны быть поставлены в соответствие их суперсимметричные партнёры (суперпартнёры) со спином нуль, всем калибровочным бозонам со спином 1 — их суперпартнёры со спином $1/2$, а бозону Хиггса спина нуль — суперпартнёр со спином $1/2$. Поскольку в исследованной области энергии суперпартнёры кварков, лептонов и калибровочных бозонов заведомо не наблюдаются, суперсимметрия, если она существует, должна быть заметно нарушенной, а массы суперпартнёров должны иметь значения, значительно превышающие значения масс известных фермионов и бозонов.

Последовательное выражение требования суперсимметрии находят в минимальной суперсимметричной модели (МССМ), в к-рой в дополнение к уже перечисленным изменениям в составе частиц стандартной модели число бозонов Хиггса увеличивается до пяти (из них два являются заряженными и три — нейтральными частицами). Соответственно в модели возникает пять суперпартнёров бозонов Хиггса со спином $1/2$. МССМ — простейшее обобщение стандартной модели на случай суперсимметрии. Значение M , при к-ром происходит совпадение $\alpha_i(M)$ (Великое объединение), в МССМ примерно равно 10^{16} ГэВ.

С гипотезой о существовании суперсимметрии связана одна из перспективных возможностей развития теории калибровочных полей, разрешающая к тому же ряд её внутр. проблем, связанных с устойчивостью фигурирующих в ней параметров. Суперсимметрия, как было от-

мечено, позволяет сохранить в теории Э. ч. привлекательную возможность Великого объединения взаимодействий. Решающим подтверждением факта существования суперсимметрии явилось бы обнаружение суперпартнёров известных частиц. По оценкам, их массы лежат в диапазоне от сотен ГэВ до 1 ТэВ. Частицы таких масс будут доступны для изучения на протонных коллайдерах следующего поколения.

Проверка гипотезы о существовании суперсимметрии и поиски суперсимметричных частиц, безусловно, одна из важнейших задач физики Э. ч., к-рой в ближайшем будущем, несомненно, будет уделяться первоочередное внимание.

Некоторые общие проблемы теории элементарных частиц

Новейшее развитие физики частиц явно выделило из всех микростоящих материи группу частиц, играющих особую роль и имеющих наиболее основательные (на цац. 90-х гг.) именоваться истинно Э. ч. К ней относятся фундам. фермионы спина $1/2$: лептоны и кварки, составляющие три поколения, и калибровочные бозоны спина 1 (глюоны, фотоны и промежуточные бозоны), являющиеся переносчиками сильного и эл.-слабого взаимодействий. К этой группе, скорее всего, следует присоединить частицу со спином 2, *гравитон*, как переносчика гравитационного взаимодействия, связывающего все частицы. Особую группу составляют частицы спина 0, бозоны Хиггса, пока, прочем, не обнаруженные.

Многие вопросы тем не менее остаются без ответа. Так, остаётся несмысл. существует ли физ. критерий, фиксирующий число поколений элементарных фермионов. Не понятно, насколько принципиальным является отличие в свойствах кварков и лептонов, связанное с присутствием у первых цвета, или это отличие специфично только для изученной области энергии. К этому вопросу примыкает вопрос о физ. природе Великого объединения, поскольку в его формализме кварки и лептоны рассматриваются как объекты с близкими свойствами.

Важно понять, не указывает ли существование различных «внутр.» квантовых чисел кварков и лептонов (B, L, I, S, C , и т. д.) на более сложную геометрию микромира, отвечающую большему числу измерений, чем привычная нам четырёхмерная геометрия макроскопич. пространства-времени. С этим вопросом тесно связан вопрос о том, какова макс. группа симметрии G , к-рой удовлетворяют взаимодействия Э. ч. и в к-рую вложены группы симметрии, проявляющие себя в изученной области энергий. Ответ на этот вопрос помог бы определить предельное число переносчиков взаимодействия Э. ч. и выяснить их свойства. Не исключено, что макс. группа G фактически отражает свойства симметрии нех-рого многомерного пространства. Этот круг идей нашёл известное отражение в теории *суперструн*, к-рые являются аналогами обычных струн в пространстве с числом измерений, большим четырёх (обычно в пространстве 10 измерений). Теория суперструн трактует Э. ч. как проявления специфических возмущений суперструн, отвечающие разл. спинам. Считается, что лишние (сверх четырёх) измерения не обнаруживают себя в наблюдениях в силу т. н. компактификации, т. е. образования замкнутых подпространств с характерными размерами $\sim 10^{-33}$ см. Внеш. проявлением существования этих подпространств являются наблюдаемые «внутр.» квантовые числа Э. ч. Каких-либо данных, подтверждающих правильность подхода к трактовке свойств Э. ч., связанного с представлением о суперструнах, пока не существует.

Как видно из сказанного, в идеале завершённая теория Э. ч. должна не только правильно описывать взаимодействия заданной совокупности частиц, отобранных в качестве фундаментальных, но и содержать в себе объяснение того, какими факторами определяется число этих частиц, их квантовые числа, константы взаимодействия, значения их масс и т. п. Должны быть также поняты причины выделения наиб. широкой группы симметрии G и одновременно

природа механизмов, обуславливающих нарушения симметрии по мере перехода к более низким энергиям. В этом плане первостепенное значение имеет прояснение роли бозонов Хиггса в физике Э. ч. Модели, к-рые предлагает совр. теория Э. ч., ещё далеки от удовлетворения всем перечисленным критериям.

Описание взаимодействий Э. ч., как уже отмечалось, связано с калибровочными теориями поля. Эти теории имеют развитый матем. аппарат, к-рый позволяет производить расчёты процессов с Э. ч. на том уровне строгости, что и в квантовой электродинамике. Однако в аппарате калибровочных теорий поля, в его совр. формулировке, присутствуют один существен. изъян, общий с квантовой электродинамикой, — в процессе вычисления в нём появляются бесмысленные бесконечно большие выражения. С помощью спец. приёма перенормирования наблюдаемых величин (масс и констант взаимодействия) — *перенормировки* — удаётся упростить бесконечности из оконат. результатов вычислений. Однако процедура перенормировки — чисто формальный обход трудности, существующей в аппарате теории, к-рая на каком-то уровне точности может сказаться на степени согласия предсказаний теории с измерениями.

Появление бесконечностей в вычислениях связано с тем, что в лагранжианах взаимодействий поля разных частиц отнесены к одной точке x , т. е. предполагается, что частицы точечные, а четырёхмерное пространство-время остаётся плоским вплоть до самых малых расстояний. В действительности указанные предположения, по-видимому, неверны по неск. причинам:

а) истинно Э. ч., как носителям конечной массы, естественно всего приписать, хоть и очень малые, но конечные размеры, если мы хотим избежать бесконечной плотности материи;

б) свойства пространства-времени на малых расстояниях, скорее всего, радикально отличны от его макроскопич. свойств (начиная с некого характерного расстояния, к-рое обычно наз. *фундаментальной длиной*);

в) на самых малых расстояниях ($\sim 10^{-33}$ см) сказывается изменение геом. свойств пространства-времени за счёт влияния квантовых гравитат. эффектов (флуктуации метрики; см. *Квантовая теория гравитации*).

Возможно, эти причины тесно связаны между собой. Так, именно учёт гравитат. эффектов наиб. естественно приводит к размерам истинно Э. ч. порядка 10^{-33} см, а фундам. длина может фактически совпадать с т. н. *планковской длиной*

$$l_{\text{Пл}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{\Lambda}} \approx 10^{-33} \text{ см, где } \Lambda \text{ — гравитат. постоянная (М. Марков, 1966).}$$

Любая из этих причин должна привести к модификации теории и устранению бесконечностей, хотя практическое выполнение этой модификации может оказаться очень сложным.

Одна из интересных возможностей последовательного учёта эффектов гравитации связана с распространением идей суперсимметрии на гравитат. взаимодействие (теория *супергравитации*), в особенности расширенной супергравитации). Совместный учёт гравитат. и других видов взаимодействий приводит к заметному сокращению числа расходящихся выражений в теории, но ведёт ли супергравитация к полной ликвидации расходимостей в расчётах, строго не доказано.

Т. о., логическим завершением идей Великого объединения, скорее всего, станет включение в общую схему рассмотрения взаимодействий Э. ч. также и гравитат. взаимодействия, учёт к-рого может оказаться принципиальным на самых малых расстояниях. Именно на базе одновременного учёта всех видов взаимодействий наиб. вероятно ожидать создания будущей теории Э. ч.

Лит.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1964; Коккелд Я., Теория кварков, пер. с англ., М., 1971; Марков М. А., О природе материи, М., 1976; Глазгоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 119, в. 4, с. 713; Берштейн и Дж. Спонтанное нарушение симметрии, калибровочные теории, механизмы Хиггса и т. п., в кн.: Квантовая теория калибровочных полей. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977 (Новости фундаментальной физики, в. 8); Боголю-

бов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993; Окунь Л. Б., Лентоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

А. А. Комар.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД (e) — наименьший элементарный заряд, положительный или отрицательный, равный величине заряда электрона: $e = 4,803250(21) \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ = $1,6021892(46) \cdot 10^{-19}$ Кл. Почти все элементарные частицы обладают электрич. зарядом $\pm e$ или $-e$ (или не заряжены), исключение составляют нек-рые резонансы с зарядом, кратным e (напр., Δ^+ с зарядом $2e$). Природа такого «квантования» электрич. заряда не ясна (об одном из возможных объяснений см. в ст. *Масштабный монополю*). В теории элементарных частиц предполагается, что кварки — элементарные составляющие адронов — обладают дробным электрич. зарядом, кратным $e/3$ (см. *Кварки*).

А. В. Ефремов.

ЭЛЕМЕНТЫ № 105—110 — сверхтяжёлые искусственно полученные радиоакт. хим. элементы. Элементы с ат. номером 104—110 изв. трансактиноидными. Элемент № 105 (нуклид с массовым числом $A = 261$, $T_{1/2} = 1,6$ с) получен в 1970 в Дубне группой Г. Н. Флёрова при бомбардировке ^{243}Am ионами ^{22}Ne ; нуклид этого элемента с $A = 260$ получен в том же году в Беркли (США) группой А. Гиорсо (A. Ghiorso). В 1974 группа Флёрова сообщила о получении элемента № 106 ($A = 259$, $T_{1/2} = 7$ мс) методом «холодного слияния» ядер при бомбардировке ^{207}Pb и ^{208}Pb ускоренными тяжёлыми ионами ^{54}Cr . Этот метод использовался впоследствии для получения др. сверхтяжёлых ядер. Группа Гиорсо в 1974 также сообщила о синтезе ядер элемента № 106 ($A = 263$, $T_{1/2} = 0,9$ с). В 1981 в Дармштадте (ФРГ) получены доказательства образования ядер элемента № 107 ($A = 262$) при реакции холодного слияния ядер ^{209}Bi и ^{54}Cr . Несколько ранее о получении нуклида $^{261}\text{107}$ сообщила группа Флёрова. В 1984 одновременно в Дубне и Дармштадте получены сведения о синтезе элемента № 108 ($A = 265$). В 1987 в Дармштадте зарегистрированы первые атомы элемента № 109 ($A = 266$), а группа Ю. Ц. Оганесяна (Дубна) сообщила о синтезе элемента № 110 ($A = 272$).

Свойства элементов № 105—110 пока мало изучены. Предполагается, что внеш. электронные оболочки атомов этих элементов имеют такую же конфигурацию, что и атомы элементов 6-го периода (табл.). Свойства изиб. изученного элемента № 105 близки к свойствам ниобия, стенью окисления его атомов +5. Обсуждается возможность релятивистских эффектов в атомах сверхтяжёлых элементов, связанных с релятивистскими скоростями наиб. близких к ядру электронов. Наличие релятивистских эффектов предположительно может сказываться на хим. свойствах атомов.

Элементы № 105—110

Атомный номер	Предполагаемая конфигурация $6d$ и $7s$ оболочек	Год открытия	Предполагаемое название		
			латинское	русское	символ
105	$6d^3 7s^2$	1970	Joliotium	Жолиотий	Jf
106	$6d^4 7s^2$	1974	Rutherfordium	Резерфордий	Rf
107	$6d^5 7s^2$	1981	Bohrium	Борий	Bh
108	$6d^6 7s^2$	1984	Hahnium	Ганний	Hh
109	$6d^7 7s^1$	1987	Meitnerium	Мейтнерий	Mt
110	—	1987	—	—	—

Достоверное открытие сверхтяжёлых элементов — длительный, сложный, но всегда однозначный процесс. Спец. комиссия, созданная Международным союзом чистой и прикладной физики (IUPAP) и Международным союзом чистой и прикладной химии (IUPAC), в 1991—93 опубликовала выводы о приоритете открытия элементов № 101—109. Спец. международная комиссия в 1994 предложила названия новых элементов. Название элемента № 105

ильсборий отклонено, элементу № 104, ранее названному *курчатовием*, предложено название «дубний».

Лит.: «Pure and Appl. Chem.», 1991, т. 63, p. 879; 1993, в. 65, p. 1757; 1994, в. 66, p. 2419. С. С. Бердонос.

ЭЛЛИПСОИДЕ ИНЕРЦИИ — поверхность, характеризующая распределение моментов инерции тела относительно пучка осей, проходящих через фиксированную точку O . Строится Э. и. как гсом. место концов отрезков $OK = 1/\sqrt{I_x}$, отложенных вдоль Ol от точки O , где Ol — любая ось, проходящая через точку O ; I_x — момент инерции тела относительно этой оси (рис.). Центр Э. и. совпадает с точкой O , а его урние в произвольной проведённых координатных осях Ox, y, z имеет вид

$$I_x x^2 + I_y y^2 + I_z z^2 - 2I_{xy}xy - 2I_{yz}yz - 2I_{zx}zx = 1,$$

где I_x, I_y, I_z — осевые, а I_{xy}, I_{yz}, I_{zx} — центробежные моменты инерции тела относительно указанных координатных осей. В свою очередь, зная Э. и. для точки O , можно найти момент инерции относительно любой оси Ol , проходящей через эту точку, из равенства $I_l = 1/R^2$, измерив в соответствующих единицах расстояние $R = OK$.

Для каждой связанной с телом точки можно построить свой Э. и. При этом Э. и. — построенный для центра масс тела, наз. центральный Э. и. Главные оси Э. и. наз. главными осями инерции тела для данной точки, а главные оси центрального Э. и. — главными центральными осями инерции и тела. Если в качестве координатных осей выбрать гл. оси инерции $O\xi, \eta, \zeta$, то все центробежные моменты инерции обратятся в нули и урние Э. и. примет вид

$$I_\xi \xi^2 + I_\eta \eta^2 + I_\zeta \zeta^2 = 1.$$

С. М. Тур.

ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ — метод неразрушающего измерения и контроля оптич. параметров веществ по поляризации характеристикам отражённого (реже — проходящего) света. Поскольку наиб. общим случаем (полной) поляризации является эллиптическая, метод и называется Э.

Эллипсометрия отражения. Если на плоскую поверхность однородной изотропной (в общем случае поглощающей) среды падает линейно поляризованная плоская волна, имеющая электрич. вектор E_p (составляющая E_p лежит в плоскости падения, а перпендикулярная ей — E_s), то при зеркальном отражении возникает плоская волна E_r с компонентами

$$E_{rp} = R_p E_p = r_p \exp(i\delta_p) E_p; \quad E_{rs} = R_s E_s = r_s \exp(i\delta_s) E_s; \quad (1)$$

$$R_p/R_s = \tan \psi \exp i\Delta; \quad \Delta = \delta_p - \delta_s,$$

(см. *Отражение света*). В результате вектор E_r будет описывать эллипс, определяемый углами ψ и χ (рис. 1):

$$\psi = \pm \arctg(b/a), \quad (2)$$

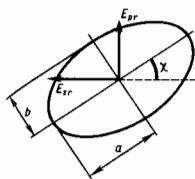


Рис. 1. Эллипс поляризации отражённой волны.

где ψ — эллиптичность; χ — азимут эллипса; a, b — его полуоси. Эти параметры легко связать с параметрами (1) соотношениями

$$E_{rp}^2 + E_{rs}^2 = a^2 + b^2; \quad E_{rp}^2 - E_{rs}^2 = (a^2 - b^2) \cos 2\chi; \quad (3)$$

$$\pm E_{rp} E_{rs} \sin \Delta = ab; \quad 2E_{rp} E_{rs} \cos \Delta = (a^2 - b^2) \sin 2\chi.$$

Значения R_p и R_s определяются углом падения θ и оптич. свойствами (коэф. преломления n и показателем поглощения k [1—4], см. также *Френеля формулы, Металлооптика*). Т. о., зная θ и измеряя ψ и χ (или ψ и Δ), можно определить указанные оптич. свойства. [Знак «+» в (2) и (3) соответствует левому вращению, если смотреть навстречу лучу, знак «-» — правому.]

Анализ формул Френеля показывает, что фазовые характеристики отраженной световой волны чувствительнее к изменениям оптич. параметров, чем амплитудные, к тому же измерения фазовых характеристик могут быть проведены с большей точностью, чем амплитудных. Это обуславливает широкое применение Э. отражения. Для анизотропных сред необходимы измерения в неск. плоскостях падения. Для поглощающих кристаллов любых симметрий наиб. общий метод заключается в измерении на одном анишлфе параметров эллипсов при одном угле падения для трёх плоскостей падения и при другом для одной плоскости [5]. Более простые методы пригодны лишь для высоких симметрий без поглощения.

Если объект представлял собой плоский слой, толщина k -рого d сравнима с глубиной проникновения света, учитывают многократные отражения внутри слоя. Применяются расчёты по методам парциальных волн [2], образующих выходящую волну, или решения волнового урния в данных граничных условиях [1]. Макроскопич. расчёт пригоден при $d \gg \lambda$, где a — характерный микроскопич. размер среды, напр. постоянная решётки, длина пробега электрона и т. п. Для слоя с переменными по толщине параметрами микроскопич. расчёт был дан П. Друде (P. I. Drude, 1898), но лишь для $d \ll \lambda$. Знание двух параметров эллипса позволяет определить два параметра среды. В формулы, связывающие эллиптичность с оптич. параметрами слоя, входит его толщина; разработаны методики измерений и расчётов, позволяющие определить все три параметра. Так, напр., проводят измерения при двух определ. образом выбранных углах падения или при двух разл. иммерсиях и т. п.

Особенно подробно разработана Э. тонких слоёв на массивной подложке. Здесь ψ и χ зависят от 7 переменных — $n_1, n_2, \kappa_1, \kappa_2, \rho, d, \lambda$.

Для многоосложных сред теория сложнее; в совр. Э. используется чаще всего *Джонса матричный метод* (рассеянием в системе обычно пренебрегают). Решение нрямой задачи (вычисление параметров эллипса поляризации по параметрам среды) математически менее трудно, чем обратной (определение параметров среды по параметрам эллипса), к-рая обычно требует численных расчётов разл. методами [2, 4, 7]. Поэтому Э. получила особенное развитие после применения ЭВМ, решающих матем. проблемы.

Физ. проблема совр. Э. заключается в уточнении связи параметров поляризации со свойствами среды. Формулы Френеля получены из граничных условий на геом. плоскости, разделяющей однородные сплошные среды, и поэтому являются первым приближением. Микроскопич. расчёты показывают, что отражённая волна формируется в неск. приповерхностных молекулярных слоях и содержит информацию именно о них; связь с параметрами вещества в объёме должна устанавливаться теоретически (см. *Поверхность*). Так, при отражении от поверхности металла необходимо иметь в виду, что здесь имеется два физических выделенных поверхностных слоя: один обусловлен шириной потенциального барьера и областью пробега отражённых от него электронов, а другой — текстурой, возникшей при обработке поверхности. Второй может быть устранён спец. приемами, напр. ионной бомбардировкой, электрополировкой и др.; связь свойств первого со свойствами в толще определяется уже теоретич. соображениями. Из формул Френеля следует, что линейно поляризованный свет, отражаясь от поверхности прозрачной среды, остаётся линейно поляризованным, однако сам факт дискретности структуры среды влечёт за собой возникновение нек-рой, очень небольшой ($b/a \sim 10^{-2}$), эллиптичности. Теоретически и экспериментально [3] было показано, что на

поверхности чистой жидкости под вакуумом, т. е. находящейся в равновесии со своим паром, имеется моно- или бимолекулярный слой ориентированных молекул, что и создаёт эллиптичность ($b/a \sim 10^{-3}$). Для открытой поверхности на это указал ещё Р. Рэлей (R. Rayleigh, 1882) и А. Буэ (A. Bouhet, 1931). Теории возникновения эллиптичности для тонких слоёв металлов см. в [6]; для моно-, бимолекулярных и подобных им слоёв также разработаны некие теоретич. подходы [2, 3, 7].

Преимуществом Э. отражения является возможность исследования именно поверхностных слоёв, недостаток — трудности неизбежно косвенного определения свойств в объёме.

Эллисометры. Существует большое разнообразие их конструкций [2]. Источник света, как правило, — лазер, приёмник — фотоэлектрический. Принципиальная схема некоторых вариантов дана на рис. 2. В одном из них падающий свет изолирован линейно (линейный поляризатор П), в отражённом луче эллиптически поляризованный свет компенсатором оптическим К превращается (подбором

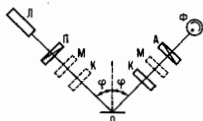


Рис. 2. Принципиальная схема эллисометра: Л — лазер; Ф — фотоэлектрический приёмник света; П — поляризатор; А — анализатор; К — компенсатор; М — модулятор света.

ориентации и разности фаз компенсатора) в поляризованный линейно, азимут колебаний k -рого определяется линейным анализатором А по погашению сигнала в приёмнике. В др. варианте (пунктир) падающий свет поляризован эллиптически, а параметры эллипса устанавливаются так, чтобы после отражения поляризация была линейной и сигнал гасился А (нулевые схемы). В др. конструкциях в обоих вариантах добиваются в отражении циркулярной поляризации, получение k -рой устанавливается по изменности сигнала при вращающемся анализаторе.

Обычно для повышения точности измерений используется модуляция света (напр., небольшим качением плоскости поляризации с помощью пьезоопт., электроопт. или магнитоопт. модуляторов света).

Иногда параметры эллипса меняют изменением угла падения. Часто в приборах предусматривается сканирование по длинам волн. В 90-х гг. разработаны нелинейные эллисометры, в k -рых мощная накачка создаёт в среде нелинейные эффекты, а слабый пробный луч используется для эллисометрич. измерений.

Методы отражат. Э. применяются для исследования вещества с большим поглощением (металлы, полупроводники), ибо исследования в таких слоях, k -рые ещё дают пропускание (для металлов — 10–50 нм), в силу структурных особенностей таких слоёв не дают сведений о свойствах в объёме. Особенно широко исследуются тонкие слои — эпитаксиальные слои, слои окислов, адсорбционные и адгезионные, слои, создаваемые ионной имплантацией, всякого рода металлиз. и диэлектрич. покрытия и т. д. Разработаны методы исследования кинетики роста слоёв и плёнок; Э. даёт возможность контроля непосредственно в течение процесса.

Э. пропускания основана на тех же принципах — измерении параметров эллипса прошедшего через вещество света (при полной поляризации). В Э. пропускания практически не выделяется влияние поверхностных слоёв на фоне влияния основной толщи; она применяется для измерения оптич. параметров слабо поглощающих кристаллов, для измерения еств. и магн. вращения плоскости поляризации, еств. и магн. кругового дихроизма, поскольку для этих параметров теория отражения слабо разработана и трудна

для вычислений, и измерения по отражению дают малую точность. Для таких измерений чаще используются *поляриметры* и *рефрактометры*. Приборы для Э. пропускания чаще наз. кристаллографометрами, дихрографами и др. Существует термин «Э. рассеяния» — измерение частичной поляризации света при прохождении мутных сред, аэрозолей, коллоидов — однако он малоупотребителен.

Лит.: 1) Борн М., Вольф Э., Основы оптики, 2 изд., М., 1973; 2) Аззам Р., Башара Н. М., Эллисометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981; 3) Кизель В. А., Отражение света, М., 1973; 4) Горшков М. М., Эллисометрия, М., 1974; 5) Феодоров Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; 6) Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, М., 1958; 7) Основы эллисометрии, Новосиб., 1979; 8) Rotter L., Kaeser D., Polarimetry of inhomogeneous films of anisotropic crystallites: birefringence in BaTiO₃, thin films, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1995, v. 12, № 5, p. 999.

В. А. Кузель.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ — функции, связанные с обращением *эллиптических интегралов* (более строгое определение см. ниже). Подобно тому как простейшая тригонометрич. ф-ция $y = \sin x$ является обратной по отношению к интегралу

$$x = \int_0^u \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}}$$

так одна из Э. ф. Якоби $u = \operatorname{sn}(x; k) = \operatorname{sn} x$ является обратной по отношению к эллиптич. интегралу 1 рода

$$x = \int_0^u \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}} \quad (1)$$

(k — постоянная, наз. модулем). Чтобы определить остальные Э. ф. Якоби, заменяют в (1) t на $\sin \alpha$ и получают

$$x = \int_0^u \frac{dz}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha}} \quad (\sin \varphi = u).$$

Ф-ция, обратная x , наз. амплитудой и обозначается $\varphi = \operatorname{am} x$ (она не является Э. ф.); через неё $\operatorname{sn} x$ выражается так:

$$\operatorname{sn} x = \sin \varphi = \sin \operatorname{am} x$$

и потому наз. синусом амплитуды или эллиптическим синусом. Две другие Э. ф. Якоби — косинус амплитуды (или эллиптич. косинус) и дельта амплитуды:

$$\operatorname{cn} x = \cos \varphi = \cos \operatorname{am} x,$$

$$\operatorname{dn} x = \sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi} = \Delta \operatorname{am} x.$$

Все эти ф-ции были выведены и изучены Н. Абельем (N. Abel, 1827) и К. Якоби (C. Jacobi, 1829). Ф-ции $\operatorname{sn} x$, $\operatorname{cn} x$, $\operatorname{dn} x$ связаны двумя алгебраич. соотношениями:

$$\operatorname{sn}^2 x + \operatorname{cn}^2 x = 1,$$

$$k^2 \operatorname{sn}^2 x + \operatorname{dn}^2 x = 1.$$

На рис. 1 представлен вид графиков Э. ф. Якоби для вещественного x (при условии $0 < k < 1$); здесь

$$K = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}}$$

— полный эллиптич. интеграл 1 рода и $4K$ — основной период Э. ф. $\operatorname{sn} x$. В отличие от одноперiodич. ф-ции $\sin x$,

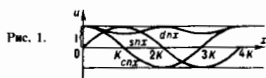


Рис. 1.

ф-ция $\operatorname{sn} x$ — дwoякопериодическая. Её второй основной период равен $2K'$, где

$$K' = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)[1-(k't)^2]}}$$

и $k' = \sqrt{1-k^2}$ — дополнит. модуль.

Э. ф. Вейерштрасса (пз-функция) $u = Y(x)$ может быть определена как обратная функция

$$x = \int_{\infty}^u \frac{dt}{\sqrt{4t^3 - g_2t - g_3}} \quad (2)$$

(g_2 и g_3 наз. инвариантами). При этом предполагается, что нули e_1, e_2 и e_3 многочлена $4t^3 - g_2t - g_3$ различны между собой [в противном случае интеграл (2) выражался бы через элементарные ф-ции]. Если, в частности, числа e_1, e_2, e_3 вещественны и различны [это будет при условии, что g_2 и g_3 — вещественные числа и $\Delta = (1/16)(g_2^3 - 27g_3^2) > 0$], причём $e_1 > e_2 > e_3$, то

$$2\omega_1 = \int_{e_1}^{\infty} \frac{dt}{\sqrt{(t-e_1)(t-e_2)(t-e_3)}}$$

и

$$2\omega_3 = i \int_{-\infty}^{e_2} \frac{dt}{\sqrt{(e_1-t)(e_2-t)(e_3-t)}}$$

будут основными периодами Э. ф. $Y(z)$. Эта ф-ция принимает тогда действительные значения не только при $z = x$, но и при $z = \omega_1 + iy, z = x + i\omega_3$ и $z = iy$; на рис. 2 представлены соответствующие графики. Если z описывает прямоугольник $0 < x < \omega_1, 0 < y < \omega_3/i$, то $w = Y(z)$ описывает нижнюю полуплоскость, причём соответствие между z и w является взаимно однозначным и конформным. С $\operatorname{sn}(z; k)$ ф-ция $Y(z)$ связана зависимостью

$$\frac{\sqrt{e_1 - e_3}}{\sqrt{Y(z) - e_3}} = \operatorname{sn} \left(\sqrt{e_1 - e_3}; \sqrt{\frac{e_2 - e_3}{e_1 - e_3}} \right).$$

Общие свойства эллиптич. функций. Э. ф. — любая мероморфная (см. в ст. Аналитическая функция) дwoякопериодич. ф-ция $f(z)$. Пусть $2\omega_1$ и $2\omega_3$ (отношение ω_3/ω_1 мнимое) — основные периоды ф-ции $f(z)$, тогда $f(z + 2\omega_1 m + 2\omega_3 n) = f(z)$ при $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. В силу этого достаточно изучить $f(z)$ в каком-либо параллелограмме её периодов P (рис. 3); к P кроме его внутр. точек причисляют точки сторон OA и OB ,

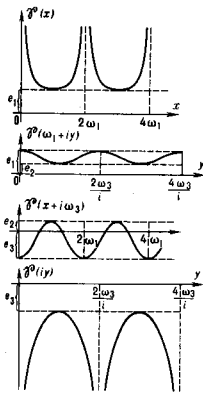


Рис. 2.

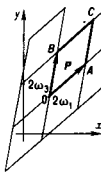


Рис. 3.

исключая вершины A и B . Имеют место след. теоремы Лиувилля: сумма, разность, произведение и частное Э. ф. есть Э. ф.; производная Э. ф. есть Э. ф.; если Э. ф. $\neq \operatorname{const}$, то число N полюсов в P (с учётом кратности полюсов) ≥ 2 ; ур-ние $f(z) = a$ при любом a имеет N корней в P ; суммы корней для двух разных a могут различаться только на нек-рый период $\Omega = 2\omega_1 m + 2\omega_3 n$. Построим функции:

$$\sigma(z) = z \prod \left(1 - \frac{z}{\alpha} \right) \exp \left(\frac{z}{\alpha} + \frac{z^2}{2\alpha^2} \right),$$

$$\zeta(z) = \frac{\sigma'(z)}{\sigma(z)} = \frac{1}{z} + \sum \left(\frac{1}{z-\alpha} + \frac{1}{\alpha} + \frac{z}{\alpha^2} \right),$$

$$Y(z) = -\zeta'(z) = \frac{1}{z^2} + \sum \left[\frac{1}{(z-\alpha)^2} - \frac{1}{\alpha^2} \right],$$

где \prod и \sum — знаки произведения и суммы, распространённые на все периоды $\Omega \neq 0$. Функция $\sigma(z)$ — простейшая целая функция, имеющая нули 1-го порядка во всех точках Ω (т. н. сигма-функция), $\zeta(z)$ и $Y(z)$ — простейшие мероморфные функции, имеющие полюсы в Ω соответственно 1-го и 2-го порядков. Пусть $\alpha_1, \dots, \alpha_N$ и β_1, \dots, β_N — нули и полюсы Э. ф. $f(z)$, принадлежащие P (кратные нули и полюсы выписываются столько раз, какова их кратность), тогда $f(z)$ имеет вид

$$f(z) = C_0 \frac{\sigma(z-\alpha_1) \dots \sigma(z-\alpha_N)}{\sigma(z-\beta_1) \dots \sigma(z-\beta_N)}, \quad (3)$$

где C_0 — постоянная и $\beta_N = (\alpha_1 + \dots + \alpha_N) - (\beta_1 + \dots + \beta_{N-1})$. Если b_1, \dots, b_k — различные между собой полюсы $f(z)$ и $\kappa_1, \dots, \kappa_k$ — их порядки ($\kappa_1 + \dots + \kappa_k = N$), причём главная часть разложения $f(z)$ в окрестности b_k есть

$$\frac{A_0^{(k)}}{z-b_k} + \dots + \frac{A_{\kappa_k}^{(k)}}{(z-b_k)^{\kappa_k}},$$

то

$$f(z) = C + \sum_{k=1}^n \left\{ A^{(k)} \zeta(z-b_k) - \frac{A_0^{(k)}}{2i} \zeta'(z-b_k) + \dots + (-1)^{\kappa_k-1} \frac{A_{\kappa_k}^{(k)}}{(\kappa_k-1)!} \zeta^{\kappa_k}(z-b_k) \right\}, \quad (4)$$

где C — постоянная; формулы (3) и (4), принадлежащие К. Вейерштрассу (K. Weierstraß), аналогичные формулам, представляющим рациональную функцию в виде частного двух произведений линейных множителей (многочленов) либо в виде суммы простейших дробей; на них основывается вся теория Э. ф.

К идее обращения эллиптич. интегралов впервые пришёл К. Гаусс (C. Gauss), получивший мн. результаты теории Э. ф. ещё в кон. 18 в. (1797 и последующие годы), но не публиковавший их. Фактически основателями Э. ф. являются Абель и Якоби. Последний дал развёрнутое изложение теории Э. ф. названных его именем (они были введены Абелем). В 1847 Ж. Лиувиль (J. Liouville) опубликовал изложение основ теории Э. ф. рассматриваемых как мероморфные дwoякопериодич. функции; это изложение — пример применения к теории Э. ф. начал теории аналитич. функций комплексного переменного, развитых О. Коши (A. Cauchy).

Вейерштрасс пришёл к своим функциям $\sigma(z), \zeta(z), Y(z)$, по-видимому, ещё в 40-х гг. 19 в. [аналогичные функции встречаются в работах Ф. Эйзенштейна (F. Eisenstein, 1847) и др. учёных]. Краткое изложение теории Э. ф. в обозначениях Вейерштрасса было опубликовано Г. Шварцем (H. Schwartz, 1883—84). Необходимо также отметить работы Ш. Эрмита (Ch. Hermite), получившего с помощью Э. ф. решение общего алгебраич. уравнения 5-й степени.

Лит.: Ахвезер Н. И., Элементы теории эллиптических функций, 2-е изд., М., 1970; Гурвиц А., Курват П., Теория функций, пер. с нем., М., 1968. А. И. Маркушевич.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ИНТЕГРАЛ — интеграл от алгебраической функции I рода, т. е. интеграл вида

$$\int_{z_0}^z R(z, w) dz, \quad (1)$$

где $R(z, w)$ — рациональная функция от переменных z и w , связанных алгебраич. уравнением

$$w^2 = f(z) \equiv a_0 z^4 + a_1 z^3 + a_2 z^2 + a_3 z + a_4. \quad (2)$$

в k -ром $f(z)$ — многочлен 3-й или 4-й степени без кратных корней. При этом обычно подразумевается, что интеграл (1) нельзя выразить через одни только элементарные функции. В том случае, когда такое выражение возможно, интеграл (1) наз. псевдоэллиптич. интегралом.

Название «Э. и.» связано с тем, что они впервые появились при спрямлении дуги эллипса и других кривых 2-го порядка в работах кон. 17 — нач. 18 вв. Я. Бернулли (J. Bernoulli), И. Бернулли (I. Bernoulli), Дж. К. Фаньяно деи Тоски (G. C. Fagnano dei Toschi), Л. Эйлер (L. Euler) заложили основы теории Э. и. и *эллиптич. функций*, возникающих при обращении эллиптич. интегралов.

Любой Э. и. можно выразить в виде суммы элементарных функций и линейных комбинаций канонических Э. и. I, II и III рода. Последние записываются, напр., след. образом:

$$I_1 = \int \frac{dz}{w}, \quad I_2 = \int \frac{z dz}{w}, \quad I_3 = \int \frac{dz}{(z-c)w},$$

где c — параметр Э. и. III рода.

Дифференциал I рода dz/w конеш. всюду на римановой поверхности F , соответствующей (2), дифференциалы II и III рода имеют соответственно особенность типа полюса с нулевым вычетом или простого полюса. Рассматриваемые как ф-ции верхнего предела интегрирования при фиксированном нижнем пределе, все три Э. и. на F однозначны.

Подвергая переменную z нек-рым преобразованиям, можно привести ф-цию и ее основные Э. и. к нормальным формам.

В приложениях чаще всего встречается нормальная форма Лежандра. При этом

$$w^2 = (1-z^2)(1-k^2z^2),$$

где k наз. модулем Э. и. k^2 иногда наз. лежандровым модулем, $k' = \sqrt{1-k^2}$ — дополнительный модулем. Обычно имеет место нормальный случай, когда $0 < k < 1$, $z = x = \sin t$ — вещественная переменная. Э. и. I рода в нормальной форме Лежандра имеет вид

$$u = \int_0^x \frac{dx}{\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}} = \int_0^{\varphi} \frac{dt}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 t}} = F(\varphi, k)$$

и наз. также неполным Э. и. I рода; $\varphi = \arcsin x$ наз. амплитудой Э. и. I рода. Амплитуда есть бесконечнозначная ф-ция от x . Обращение нормального интеграла I рода приводит к эллиптич. ф-ции Якоби.

Нормальный интеграл II рода в нормальной форме Лежандра имеет вид

$$\int_0^x \frac{\sqrt{1-k^2x^2}}{\sqrt{1-x^2}} dx = \int_0^{\varphi} \sqrt{1-k^2 \sin^2 t} dt = E(\varphi, k) = E(u);$$

он наз. также неполным Э. и. II рода.

Интегралы

$$F\left(\frac{\pi}{2}, k\right) = K(k) = K, \quad F\left(\frac{\pi}{2}, k'\right) = K'(k) = K', \\ E\left(\frac{\pi}{2}, k\right) = E(k) = E, \quad E\left(\frac{\pi}{2}, k'\right) = E(k') = E'$$

наз. полными Э. и. соответственно I и II рода. *Лежандровы* интегралы I рода имеют периоды $4K$ и $2iK'$, II рода — периоды $4E$ и $2i(E'-E)$.

Нормальный интеграл III рода в нормальной форме Лежандра имеет вид

$$\int_0^x \frac{dx}{(1-n^2x^2)\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}} = \int_0^{\varphi} \frac{dt}{(1-n^2 \sin^2 t)\sqrt{1-k^2 \sin^2 t}} = \Pi(\varphi; n^2, k) = \Pi(u; n^2),$$

где n^2 — параметр (чаще всего $-\infty < n^2 < \infty$). При $-\infty < n^2 < 0$ или $k^2 < n^2 < 1$ он наз. *циркулярным* интегралом, а при $0 < n^2 < k^2$ или $1 < n^2$ — *гиперболическим* интегралом.

Наряду с эллиптич. ф-циями Э. и. находят многочисленные и важные применения в разл. вопросах анализа и геометрии, физики, в частности механики, астрономии и геодезии. Составлены таблицы Э. и., подробные руководства по теории Э. и. и эллиптич. ф-ций, а также сводки формул.

Лит.: Беляков В. М., Кравцова Р. И., Раппопорт М. Г., Таблицы эллиптич. интегралов, т. 1—2, М., 1962—63; Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф., Специальные функции. Формулы, графика, таблицы, пер. с нем., 3 изд., М., 1977. *Е. Д. Соломенцев.*

ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — методы оптич. спектроскопии (обычно атомной) на основе изучения спектров испускания. Возбуждение атомов происходит в пламени, дуговом или искровом разрядах, лазерным излучением. Э. с. — основа *эмиссионной спектральной* анализа.

ЭМИССИОННЫЙ АНАЛИЗ — см. в ст. *Спектральный анализ*.

ЭМИССИЯ акустическая — излучение упругих волн, возникающее в процессе перестройки внутренней структуры твердых тел. Э. появляется при пластич. деформации твердых материалов, при возникновении и развитии в них дефектов, напр. при образовании трещин, при фазовых превращениях, связанных с изменением кристаллич. решетки, а также при резании твердых материалов. Физ. механизм, объясняющим ряд особенностей Э., является движение в веществе *дислокаций* и их скопления. Неравномерность, прерывистость дислокационных процессов, связанных с отрывом дислокаций от точек закрепления, торможением их у препятствий, возникновением и уничтожением отд. дислокаций, является причиной, обуславливающей излучение волн напряжения, т. е. Э. Соответственно акустич. Э. имеет «взрывной», импульсный характер; длительность импульса может составлять 10^{-8} — 10^{-2} с, энергия отд. импульса — от 10^{-9} до 10^{-5} Дж.

Сигналы акустич. Э. проявляются в виде колебаний поверхности образца, смещение при к-рых составляет 10^{-14} — 10^{-7} м; иногда эти сигналы достаточно сильны и могут восприниматься на слух. Распространяясь от источника к поверхности образца, сигнал Э. претерпевает существенное искажение вследствие дисперсии скорости звука, трансформации тина и формы волны при отражении, затухания звука и др. Если время затухания сигнала и время переходных процессов в образце меньше промежутка времени между излучаемыми импульсами, Э. воспринимается в виде последовательности импульсов и наз. *дискретной* или *импульсной*. Если же интервал между отд. актами излучения меньше времени затухания, Э. имеет характер непрерывного излучения, в подавляющем большинстве случаев нестационарного, и наз. *непрерывной* или *сплошной*. Дискретная Э. имеет место, напр., при образовании трещин, непрерывная — в процессе резания. Частотный спектр Э. весьма широк: он простирается от области слышимых частот до десятков и сотен МГц.

Э. используются для получения информации о процессах, происходящих внутри вещества, для неразрушающих испытаний материалов, и в частности для обнаружения дефектов в деталях и конструкциях.

И. П. Гольмина, Г. И. Эскин.

ЭМИТТАНС — количественная характеристика качества пучка, равная его фазовому объёму, т. е. объёму, заключённому внутри поверхности, ограничивающей изображающие частицы пучка в фазовом пространстве.

При рассмотрении движения пучка по одной координате Э. — двумерный, по двум координатам (обычно поперечным) — четырёхмерный, по трём координатам — шестимерный. При изучении поперечного движения обычно вместо фазового пространства рассматривают пространств координат и соответствующих углов наклона траектории. Для фазовых объёмов сложной формы вводят эффективный Э. пучка, равный площади наим. эллипса (или объёму эллипсоида), в к-рый вписывается Э. пучка. Подробнее см. ст. *Фокусировка частиц в ускорителе* и лит. при ней.

Лит.: Лоусон Дж., Физика пучков заряженных частиц, пер. с англ., М., 1980.

ЭНАНТИОМЕРЫ — то же, что *оптические изомеры*.

ЭНАНТИОМОРФИЗМ (от греч. *enantios* — находящийся напротив, противоположный, и *morphe* — форма) — способность кристаллов существовать в 2 зеркально-изомерных (энантиоморфных) формах. Классич. пример энантиоморфного кристалла — кварц, образующий правые и левые двойники, формы к-рых соотносятся как зеркальные отражения одна другой (см. *Двойникование*). При этом обе формы обладают *оптической активностью* (гиротропны), но правый кристалл вращает плоскость поляризации света, распространяющегося вдоль оптич. оси, по левому вращению, т. е., по определению, вправо, а левый — иа тот же угол по правому вращению (влево). Однако условия существования Э. не полностью совпадают с условиями существования оптич. активности. Для Э. требуется, чтобы у кристалла отсутствовали не только центр симметрии, но и плоскости симметрии (см. *Симметрия кристаллов*). Оптич. активность возможна и при наличии плоскостей симметрии или зеркально-поворотной оси. Э. обладают кристаллы 11 *точечных групп симметрии* (классов): 1, 2, 222, 4, 422, 3, 32, 6, 622, 23 и 432, а оптич. активность, кроме названных, также классы *m*, *mm* 2, 4 и 422 (ещё 3 класса — 3т, 4т и 6т — являются слабогиротропными).

Э. имеют трансформационные свойства псевдоскаляра, то есть однокомпонентной величины, сохраняющей численное значение при любых преобразованиях симметрии, но при отражении в плоскости, инверсии, зеркальном или инверсионном повороте изменяющей знак. Предельная группа симметрии псевдоскаляра — группа вращений $\infty\infty$. Из 4 нецентросимметричных предельных групп Э. допускают три: $\infty\infty$, $\infty 2$ и ∞ .

Подобно кристаллам, в энантиоморфных формах могут существовать молекулы ряда органич. веществ (т. п. энантиомеры или хиральные молекулы). Явление Э. в применении к молекулам наз. зеркальной или оптич. изомерией (см. *Изомерия молекул*). Растворы правых и левых оптич. изомеров оптически активны и вращают плоскость поляризации света в разные стороны, а взятые в равных количествах и смеси (рацематы) оптич. активность не обладают. Э. характерен для многих биол. молекул и объектов (напр., аминокислот), причём в живой природе кол-во правых и левых форм, как правило, встречается в разл. вероятности. Оптич. активность — наиболее удобный способ идентификации энантиомеров (изомеров). См. также *Оптически активные вещества*.

Лит.: Багьявантам С., Венкатарайду Т., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1959, с. 232; Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗОНА — квазинепрерывная совокупность одночастичных состояний в энергетич. спектре конденсированной среды (в частности, твёрдого тела). Возникновение зон можно объяснить, рассматривая либо движение частицы в периодич. поле (приближение слабой связи), либо модификацию энергетич. уровней атомов при их сближении (приближение сильной связи, см. *Зонная теория*). Простейший вариант объяснения состоит в том,

что при сближении N одинаковых атомов происходит расщепление каждого уровня на N подуровней вследствие перекрытия электронных оболочек атомов. Если число N очень велико ($N \rightarrow \infty$), то расстояния между подуровнями стремятся к 0. Это и означает возникновение Э. з. При введении в кристалл примесных атомов (концентрация к-рых такова, что возможно перекрытие их электронных оболочек) могут возникать новые Э. з. (примесные зоны). В условиях, когда иа движение электрона оказывают влияние его границы (плёнки) или внеш. поля, Э. з. расщепляются на ряд подзон (подзоны Ландау и в вращающемся магн. поле, минизоны в *сверхрешётках* и т. п.). Стационарное состояние электрона в конденсиров. среде характеризуется номером Э. з., в к-рой он находится, и квантовым числом, определяющим положение электрона в этой зоне (напр., в кристалле — *квазимпульсом*).

Лит. см. при ст. *Зонная теория*. Э. М. Эпштейн.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ОСВЕЩЁННОСТЬ (облучённость) — поверхностная плотность лучистого потока; равна отношению *потока излучения* к площади облучаемой поверхности. Единица измерения Э. о. — Вт/м². В системе *световых величин* аналогом Э. о. является *освещённость*.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СИЛА СВЕТА (сила излучения) — равна отношению *потока излучения*, распространяющегося от источника внутри некого телесного угла, к величине этого телесного угла. Единица измерения Э. с. с. — Вт/ср. В системе *световых величин* аналогом Э. с. с. является *сила света*.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭКСПОЗИЦИЯ (количество облучения, доза H_0) — отношение энергии dQ_0 падающего на элемент поверхности излучения к площади dA этого элемента. Эквивалентное определение: Э. з. есть произведение энергетической освещённости E_0 и длительности облучения dt . $H_0 = dQ_0/dA = \int E_0 dt$. Единица измерения Э. з. — Дж · м⁻². В системе *световых величин* аналогичная Э. з. величина наз. *экспозицией*. Понятием Э. з. широко пользуются также при работе с корпускулярным излучением.

Д. Н. Лазарев.
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ — величины, характеризующие энергетич. параметры *оптического излучения* безотносительно к его действию на приёмники излучения. В таблице приведены

Энергетические фотометрические величины (в скобках синонимы и пояснения)	Единицы измерения
Энергия излучения (лучистая энергия)	Дж
Поток излучения (лучистый поток)	Вт
Сила излучения (энергетическая сила света)	Вт · ср ⁻¹
Энергетическая яркость	Вт · ср ⁻¹ · м ⁻²
Энергетическая освещённость (облучённость)	Вт · м ⁻²
Энергетическая светимость (излучательность)	Вт · м ⁻²
Энергетическая экспозиция	Дж · м ⁻²
Энергетическое освещивание (интеграл от энергетической силы света по времени в пределах рассматриваемого интервала времени)	Дж · ср ⁻¹
Спектральная плотность энергетической фотометрической величины (производная этой величины по длине волны или др. спектральной координате)	

наиб. употребительные Э. ф. в. и единицы их измерения. Соотношения между Э. ф. в. те же, что и между соответствующими *световыми величинами*.

Д. Н. Лазарев.
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ФАКТОР — характеристика *спектрального прибора* $Q = M \sqrt{\Delta f} / (\Delta \lambda)^2$, где $\Delta \lambda$ — выделяемый интервал длин волн; Δf — полоса частот приёмно-регистрирующей системы; M — отношение сигнала к шуму, соответствующее данным значениям $\Delta \lambda$ и Δf . См. *Спектрометрия*.

ЭНЕРГИИ СОХРАНЕНИЯ ЗАКОН — один из наиб. фундам. законов природы, согласно к-рому важнейшая физ. величина — *энергия* сохраняется в изолиров. системе.

В изолированной системе энергия может переходить из одной формы в другую, но её кол-во остаётся постоянным. Если система не изолирована, то её энергия может изменяться либо при одноврем. изменении энергии окружающих тел на такую же величину, либо за счёт изменения энергии взаимодействия тела с окружающими телами. При переходе системы из одного состояния в другое изменение энергии не зависит от того, каким способом (в результате каких взаимодействий) происходит переход, т. е. энергия — однозначная ф-ция состояния системы.

Э. с. з. является строгим законом природы, справедливым для всех известных взаимодействий, он связан с однородностью времени, т. е. с тем фактом, что все моменты времени эквивалентны и физ. законы не меняются со временем (см. *Симметрия* в физике). Э. с. з. для механич. процессов установлен Г. В. Лейбницем (G. W. Leibniz, 1686), для немеханич. явлений — Ю. Р. Майером (J. R. Mayer, 1845), Дж. П. Джоулем (J. P. Joule, 1843—50) и Г. Л. Гельмгольцем (H. L. Helmholtz, 1847). В термодинамике Э. с. з. наз. *первым началом термодинамики*.

До создания А. Эйнштейном спец. теории относительности (1905) законы сохранения массы и энергии существовали как два независимых закона. В теории относительности они были слиты воедино (см. также *Сохранения законы*).

Лит.: Гельмгольц Г., О сохранении силы, пер. с нем., 2 изд., М.—Л., 1934; Майер Р., Закон сохранения и превращения энергии. Четыре исследования. 1841—1851, М.—Л., 1933; Планк М., Принцип сохранения энергии, пер. с нем., М.—Л., 1938; Лауэ М., История физик., пер. с нем., М., 1956; Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971. Г. Я. Мясиев.

ЭНЕРГИЯ (от греч. *energeia* — действие, деятельность) — общая количеств. мера движения и взаимодействия всех видов материи. Э. не возникает из ничего и не исчезает, она может только переходить из одной формы в другую (*энергия сохраняется закон*). Понятие Э. связывает воедино все явления природы.

В зависимости от разл. формам движения материи рассматривают разные виды Э: механическую, внутреннюю, электромагнитную, химическую, ядерную и пр. Это деление не известной степени условно. Так, хим. Э. складывается из кинетич. Э. движения электронов и электрич. Э. их взаимодействия друг с другом и с атомными ядрами. Внутр. Э. равна сумме кинетич. Э. хаотич. движения молекул относительно центра масс тел и потенциальной Э. взаимодействия молекул друг с другом. Э. системы однозначно зависит от параметров, характеризующих состояние системы. В случае непрерывной среды или поля вводятся понятия плотности Э., т. е. Э. в единице объёма, и плотности потока Э., равной произведению плотности Э. на скорость её перемещения.

Относительность теории показала, что Э. тела ϵ неразрывно связана с его массой m соотношением $\epsilon = mc^2$. Любое тело обладает Э.; если масса покоящегося тела m_0 , то его Э. покоя $\epsilon_0 = m_0 c^2$; эта Э. может переходить в др. виды Э. при превращениях частиц (в распадах, ядерных реакциях и т. п.).

Согласно классич. физике, Э. любой системы меняется непрерывно и может принимать любые значения. Квантовая теория утверждает, что Э. микрообъектов, движущиеся к-рым происходит в ограниченном объёме пространства (я-ры, электронов в атоме), принимает дискретный ряд значений. Так, атомы испускают электромагн. Э. в виде дискретных порций — световых квантов, или фотонов.

Э. измеряется в тех же единицах, что и работа: в системе СГС — в эргах (Э), в СИ — в джоулях (Дж); в атомной и ядерной физике и физике элементарных частиц обычно применяется внесистемная единица — электронвольт (эВ).

Лит. см. при ст. *Энергия сохранения закон*. Г. Я. Мясиев.

ЭНЕРГИЯ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ — добавочная энергия среды, обусловленная наличием звуковых волн. Э. з. в единицы объёма среды равна плотности звуковой энергии ϵ и равна

$$\epsilon = \frac{\rho v^2}{2} + \beta p^2,$$

где первый член — плотность кинетич. энергии $\epsilon_{\text{кин}}$, а второй — плотность потенциальной энергии $\epsilon_{\text{пот}}$; ρ — плотность среды; $\beta = 1/\rho c^2$ — сжимаемость среды; c — скорость звука; v — колебательная скорость частиц; p — звуковое давление. Для плоской бегущей волны $\epsilon_{\text{кин}} = \epsilon_{\text{пот}}$ и плотность полной энергии $\epsilon = \rho v^2 = \beta p^2$. В произвольной волне такое же выражение имеет место для среднего по времени значения плотности полной звуковой энергии.

Плотность звуковой энергии в системе единиц СИ измеряется в Дж/м³, в системе СГС — в эрг/см³; 1 эрг/см³ = 10⁻¹ Дж/м³. Для гармонич. плоской бегущей звуковой волны средняя по времени плотность энергии равна $\epsilon = (1/2)\rho v_0^2 = (1/2)\beta p_0^2$, где v_0 и p_0 — амплитуды колебательной скорости и давления.

В стоячей волне в отличие от бегущей среднее по времени значения кинетич. и потенциальной энергий не равны друг другу в каждой точке:

$$\epsilon_{\text{кин}} = \frac{1}{8} \beta \rho_0^2 (1 - \cos 2kx),$$

$$\epsilon_{\text{пот}} = \frac{1}{8} \beta \rho_0^2 (1 + \cos 2kx),$$

где k — волновое число, а координата x отсчитывается отлучно от давления. Значение $\epsilon_{\text{кин}}$ достигает максимума в узлах, а $\epsilon_{\text{пот}}$ — в пучностях давления. Средняя по времени (или по пространству) плотность полной звуковой энергии в стоячей волне равна $(1/4)\beta \rho_0^2$.

При наличии в среде нескольких гармонич. волн разл. частот плотности энергии складываются; для волн же одинаковой частоты плотности энергии не аддитивны, напр., при сложении двух одинаковых волн, когда амплитуды во всех точках среды удваиваются, плотность энергии удваивается.

ЭНЕРГИЯ ИОНИЗАЦИИ — минимальная энергия, необходимая для отрыва электрона (ионизации) от атома, иона или молекулы, находящихся в основном энергетич. состоянии. Для нейтральных атомов Э. ионизации составляет 3,89 эВ (Cs) до 24,6 эВ (He). Э. и. положит. ионов пропорциональна квадрату спектро스코пического символа иона. Э. и. отрицат. ионов характеризует *средство к электрону* и изменяется в пределах от 0,03 до 3,5 эВ. Мин. энергия, к-рую необходимо затратить для удаления одного электрона с поверхности жидкости или твёрдого тела, наз. *работой выхода*. П. П. Шенемко.

ЭНЕРГИЯ ПОКОЯ частицы — энергия частицы в системе отсчёта, в к-рой она покоится: $\epsilon_0 = m_0 c^2$, где m_0 — масса покоя частицы.

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ — минимальная энергия, необходимая для разделения системы на составляющие её части, определяется взаимодействием между частями, входящими в систему. Для устойчивых систем Э. с. характеризует прочность системы; чем больше Э. с., тем прочнее система.

Э. с. электрона в атомах и ионах определяется его взаимодействием с ядром и электронами атомного остатка (атомного остова). Э. с. электронов внеш. атомных оболочек систем, находящихся в *основном состоянии*, совпадает с *энергией ионизации*, а для избыточного электрона отрицат. ионов характеризует *средство к электрону*. Э. с. электронов внутр. оболочек растёт по мере приближения оболочки к ядру, что связано с влиянием некомпенсированного др. электронами атомной системы кулоновского поля ядра. Напр., Э. с. электронов разных оболочек нейтрального атома Mg, имеющего электронную конфигурацию 1s² 2s² 2p⁶ 3s², составляют (в эВ): 7,65 (3s — оболочка), 54 (2p), 92 (2s) и 1308 (1s).

В случае молекул Э. с. определяется взаимодействием частиц, входящих в молекулу, — электронов, ядер, атомов, ионов, молекулярных ионов и т. д. Энергия химической связи составляет обычно порядка сотен кДж/моль.

Для ат. ядер Э. с. определяется сильным взаимодействием нуклонов в ядре. Для ядер с массовым числом $A > 20$ Э. с. нуклонов составляет ок. 8 МэВ/нукл (см. *Дефект массы*). Э. с. может выделяться при слиянии лёгких ядер в более тяжёлое ядро (см. *Термоядерные реакции*).

В. П. Швейков.

ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ — количественная характеристика эл.-магн. взаимодействия. Величина Э. э. п. может быть установлена на основании измерения работы, производимой эл.-магн. полем (*Лоренца силой*) над носителями электрич. зарядов. Из определения напряжённости электрич. поля E и индукции магн. поля H следует выражение для работы P , совершаемой над движущимися зарядами в единичном объёме в единицу времени:

$$p = j \cdot E. \quad (1)$$

В (1) $j = \sum \rho_v v_x$ — вектор плотности электрич. тока;

v_x — скорость распределённого пространства, заряда сорта ρ_v , имеющего плотность ρ_v ; суммирование производится по всем сортам пространств. зарядов (электронные заряды в металлах и вакууме, ионные заряды в газах и электролитах; связанные пространства. заряды, входящие в состав нейтральных молекул диэлектриков и магнетиков, и т. д.), участвующих во взаимодействии с эл.-магн. полем.

Формально из *Максвелла уравнений*, применённых к вакууму ($E = D$, $H = H$) — используется *Гаусса система единиц*, связывающие векторы эл.-магн. поля E , D , H , H с плотностями электрич. зарядов ρ и токов j , следует соотношение

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \text{div } \Pi = -p \quad (2)$$

(*Пойнтинга теорема*), где скалярная величина

$$w = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \quad (3)$$

интерпретируется как плотность Э. э. п., вектор

$$\Pi = \frac{c}{4\pi} [EH]$$

— как плотность потока Э. э. п. (*Пойнтинга вектор*). При этом ур-ние (2) приобретает смысл закона изменения Э. э. п.

Интегрирование ур-ния (2) по произвольному объёму V даёт

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \oint_S \Pi_n ds = -P, \quad (2^*)$$

где $W = \int w dV$ — Э. э. п. в объёме V ; $\oint_S \Pi_n ds$ — поток

Э. э. п., вытекающий из объёма V через ограничивающую его поверхность S ; n — наружная нормаль к поверхности; $P = \int p dV$ — мощность, развиваемая эл.-магн. полем при взаимодействии с зарядами и токами, находящимися в объёме V .

Наличие мощности P в законе изменения Э. э. п. (2*) означает, что эл.-магн. поле может обмениваться энергией с материальными телами, изменяя их внутреннюю (тепловую) и механич. энергии. Примерами передачи Э. э. п. материальным телам могут служить нагрев проводников при протекании электрич. тока (джоулев нагрев) и педеромоторное (механическое) воздействие эл.-магн. поля на помещённые в него диэлектрики, магнетики и проводники с током (см. *Педеромоторные силы*). Обратный процесс (возбуждение эл.-магн. поля) имеет место, напр., в генераторах эл.-магн. поля (в частности, в динамо-машинах).

При рассмотрении эл.-магн. взаимодействия в среде, характеризующейся наличием связанных зарядов ρ_{cs} и обусловленных их движением электрич. токов j_{cs} , принято в плотности мощности p выделять часть $p_{cs} = j_{cs} E$, рас-

ходуемую на поляризацию и намагничивание среды. Соответствующую плотность работы включают в «вакуумную» плотность Э. э. п. (3), в результате первое слагаемое в левой части (2) приобретает вид

$$\frac{1}{4\pi} \left(E \frac{\partial D}{\partial t} + H \frac{\partial H}{\partial t} \right). \quad (4)$$

Возможность интерпретировать (4) как изменение плотности Э. э. п. в единицу времени существенно зависит от характера материальных отношений (связи векторов D и H с E и H), присущих данной среде.

Для сред, в к-рых значения D и H в произвольной точке пространства в данный момент времени являются однозначными функциями значений E и H в той же точке пространства и в тот же момент времени, причём $D = D(E)$, $H = H(H)$, (4) можно рассматривать как изменение плотности Э. э. п.

$$w = \frac{1}{4\pi} \{ ED + \{ HD \}. \quad (3^*)$$

имеющей точный термодинамич. смысл: это есть разность между внутренними энергиями единичного объёма вещества при наличии и отсутствии поля при тех же плотности и энтропии (либо изменение плотности свободной энергии вещества, связанное с возникновением поля, при условии постоянства плотности и темп-ры). В частности, для линейной изотропной среды в отсутствие дисперсии и поглощения ($D = \epsilon E$, $H = \mu H$, $\epsilon = \epsilon' = \text{const}$, $\mu = \mu' = \text{const}$) (3*) принимает вид

$$w = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2). \quad (3^{**})$$

В случае поглощающей среды единая энергетич. интерпретация отд. членов ур-ния (2) и выражения (4), основанная на материальных соотношениях общего вида, невозможна, а термодинамич. понятия (внутренняя и свободная энергия), строго говоря, неприменимы. Для отыскания Э. э. н. в диссипативных средах приходится использовать конкретные модели среды.

Сказанное относится и к средам с дисперсией, т. к. в силу *Крамерса — Кронига соотношений* диспергирующая среда является, вообще говоря, и поглощающей. Однако для широкого круга реальных физ. условий, позволяющих пренебречь диссипацией Э. э. н., выражение для плотности Э. э. п. может быть идентифицировано без привлечения микроскопич. теории среды.

Это удаётся сделать для эл.-магн. квазимонохроматич. полей [полей частоты ω с медленно изменяющимися во времени амплитудами $E_0(t)$, $H_0(t)$]

$$| \partial E_0(t) / \partial t | \ll \omega | E_0(t) |, \quad | \partial H_0(t) / \partial t | \ll \omega | H_0(t) |$$

в линейной среде. Средняя за период волны ($2\pi/\omega$) плотность Э. э. п. \bar{w} имеет вид

$$\bar{w} = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{\partial(\omega \epsilon_{ik})}{\partial \omega} E_i E_k + \frac{\partial(\omega \mu_{ik})}{\partial \omega} H_i H_k \right], \quad (5)$$

где ϵ_{ik} , μ_{ik} — матричные элементы тензоров диэлектрич. и магн. проницаемости среды, E_i , E_k , H_i , H_k — проекции векторов E и H на оси координат, черта сверху означает усреднение по времени за период волны, по дважды встречающемуся индексу производится суммирование.

Плотность Э. э. п. (5) в указанных условиях имеет тот же термодинамич. смысл, что и (3*), (3**). Для диспергирующих бездиссипативных сред. Иначе говоря, в равновесной ф. среде наличие квазимонохроматич. эл.-магн. поля может приводить только к выделению тепла (поглощению Э. э. н.). Отсюда, в частности, следует неистинность плотности Э. э. п., даваемой (5), для произвольной равновесной среды. В отличие от этого неравновесная среда (напр., плазма, пронизываемая пучком заряд. частиц) под действием эл.-магн. поля может отдавать, а не поглощать тепло, и в такой среде плотность Э. э. п. (5) может принимать отрицат. значения (см., напр., в ст. *Волны в плазме*).

С квантовой точки зрения эл.-магн. поле представляет собой ансамбль фотонов, каждый из к-рых обладает энергией $h\nu$ и импульсом $h\nu/c$, где ν — частота излучения, h — его волновой вектор. Такое представление, необходимое при исследовании взаимодействия поля с квантовыми объектами (напр., с квантовым осциллятором), оказывается также удобным при изучении обмена энергией между полем и классич. заряж. частицами, поглощающими, излучающими и рассеивающими эл.-магн. волны (напр., при рассмотрении Черенкова — Вавилова излучения, тормозного излучения). Плотность энергии фотонного газа, находящегося в термодинамич. равновесии с окружающими материальными телами с темп-рой T , определяется выражением

$$w = aT^4,$$

здесь $a = 7,91 \cdot 10^{-15}$ эрг/К⁴ см⁻³, темп-ра T в градусах Кельвина.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электривчества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Страттон Дж. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М., 1948; Гизбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; его же, Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987; Агранович В. М., Гизбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Леонович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983.

А. М. Фейгин

ЭНТАЛПИЯ (от греч. enthalpō — нагреваю) (теплосодержание, тепловая функция Гиббса) — потенциал термодинамический, характеризующий состояние макроскопич. систем в термодинамич. равновесии при выборе в качестве осн. независимых переменных энтропии S и давления p . Термин «Э.» ввел Х. Камерлинг-Оннес (H. Kamerlingh-Onnes). Обозначается $H(S, p, N, x_i)$, где N — число частиц системы; x_i — др. макроскопич. параметры системы. Э. — аддитивная функция, т. е. Э. всей системы равна сумме Э. составляющих её частей. Э. связана с внутр. энергией U системы соотношением

$$H = U + pV, \quad (1)$$

где V — объём системы. Полный дифференциал Э. (при неизменных N и x_i) имеет вид:

$$dH = TdS + Vdp. \quad (2)$$

Из формулы (2) можно определить темп-ру T , объём V и теплоёмкость c_p системы:

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_S, \quad c_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p.$$

Эти свойства Э. при постоянном p аналогичны свойствам внутр. энергии при постоянном V :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V, \quad p = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S, \quad c_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V.$$

Равновесному состоянию системы при постоянных S и p соответствует мин. значение Э. Изменение Э. (ΔH) равно кол-ву теплоты, к-рое сообщают системе или отводят от неё при постоянном давлении, поэтому значения ΔH характеризуют тепловые эффекты фазовых переходов (плавления, кипения и т. д.), хим. реакций и др. процессов, протекающих при постоянном давлении. В теплоизолированной системе при постоянном p Э. сохраняется, поэтому её называют иногда теплосодержанием или тепловой функцией (условие сохранения Э. лежит, в частности, в основе Джоуля — Томсона эффекта). Д. Н. Зубарев.

ЭНТРОПИЙНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ — тип малых неоднородностей в пространственном распределении вещества и излучения во Вселенной, при к-ром суммарная плотность энтропии и темп-ра на ранних стадиях эволюции Вселенной оставались однородными. Э. ф. называют также изотермическими. Э. ф. являются одной из мод первичных флукутаций в моделях ранней Вселенной на радиационно-

доминированной стадии в том случае, когда материя состоит только из обычного вещества и излучения. В более общем случае, когда материя во Вселенной является многокомпонентной и в её состав входят разл. типы слабо взаимодействующих частиц — нейтрино и др. («тёмное» вещество; см. *Скрытая масса*), Э. ф. оказываются частным случаем изонергетических, или изотермических, возмущений. Характерным свойством как Э. ф., так и изонергетич. флукутаций является то, что в масштабах L , больших характерной джигсовской длины волны l_{DJ} (см. *Гравитационная неустойчивость*), флукутации полной плотности энергии материи и метрического тензора пространства-времени малы по сравнению с флукутациями плотности энергии отд. компонент (на радиационно-доминированной стадии l_{DJ} порядка радиуса космологич. горизонта R_H ; см. *Вселенная*). После рекомбинации водорода, к-рая произошла при красном смещении $z \approx 10^3$, джигсовская масса падает до величины $\sim 10^3 M_\odot$. После этого в больших масштабах Э. ф. перемешиваются с адиабатич. флукутациями и растут пропорционально масштабному фактору Вселенной $a(t)$ [т. е. $\propto (1+z)^{-1}$] из-за гравитач. неустойчивости, а в меньших масштабах быстро затухают. Поэтому Э. ф. подобно адиабатическим флукутациям могут приводить к образованию компактных объектов во Вселенной. Их роль в формировании крупномасштабной структуры Вселенной в масштабах, больших размеров галактик ($M > 10^{12} M_\odot$), считается ничтожной, хотя и не исключена полностью.

А. А. Старобинский.

ЭНТРОПИЯ (от греч. entropia — поворот, превращение) — понятие, впервые введённое в термодинамике для определения меры необратимого рассеяния энергии. В статистической физике Э. служит мерой вероятности осуществления к.-л. макроскопич. состояния, в теории информации — мерой неопределённости к.-л. опыта (испытания), к-рый может иметь разл. исходы. Эти трактовки Э. имеют глубокую внутр. связь. Напр., на основе представлений об информационной энтропии можно вывести все равносильные статистич. распределения (см. *Гиббса распределение*).

Энтропия в термодинамике. Была введена Р. Клаузиусом (R. Clausius, 1865) на основе второго начала термодинамики, к-рое можно сформулировать математически в виде Клаузиуса неравенства $\delta Q/T \geq 0$. Интеграл берётся по замкнутому циклу, процессу, при к-ром система получает (или у неё отбирают) малые количества теплоты δQ при соответствующих значениях абс. темп-ры T . Знак равенства относится к обратным процессам (равенство Клаузиуса). Из равенства Клаузиуса следует, что для обратимого процесса

$$dS = \delta Q/T \quad (1)$$

есть полный дифференциал ф-ции состояния S , называемой Э. (дифференциальное определение Э.). Разность Э. системы в двух произвольных состояниях A и B (заданных, напр., значениями темп-р и объёмов) равна

$$S_B - S_A = \int_A^B \delta Q/T \quad (2)$$

(интегральное определение Э.). Интегрирование здесь ведётся вдоль пути любого квазистатич. обратимого процесса, связывающего состояния A и B . Т. о., из второго начала термодинамики следует, что существует однозначная ф-ция состояния S , к-рая при обратимых адиабатич. процессах ($\delta Q = 0$) остаётся постоянной. Из неравенства Клаузиуса вытекает, что при необратимых процессах

$$S_B - S_A > \int_A^B \delta Q/T, \quad \text{поэтому в адиабатически изолированных}$$

системах (см. *Термодинамическая система*) при необратимых процессах Э. может только возрастать (закон возрастания Э.).

Согласно первому началу термодинамики,

$$\delta Q = dU + \sum_i A_i da_i,$$

т. е. сообщаемое системе кол-во теплоты равно сумме приращения *внутренней энергии* dU и совершаемой системой элементарной работы, где a_1 — внеш. *параметры состояния*, A_i — сопряжённые им внутр. параметры. Когда единственной внеш. параметром является объём системы V , элементарная работа равна $p dV$, где p — давление. С учётом нервного начала термодинамик дифференциальное определение Э. принимает вид

$$dS = T^{-1} (dU + \sum_i A_i da_i),$$

откуда следует, что Э. представляет собой *потенциал термодинамической* при выборе в качестве независимых переменных внутр. энергии U и внеш. параметров a_i . Частные производные Э.

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)_{a_i} \quad (3)$$

$$\text{и } A_i = T \left(\frac{\partial S}{\partial a_i} \right)_U \quad (4)$$

определяют уравнения состояния системы. Уравнение (3) определяет абсолютную *температурную шкалу*.

Ф-ла (2) определяет Э. лишь с точностью до аддитивной постоянной (т. е. оставляет начало отсчёта Э. произвольным). Абс. значение Э. можно установить с помощью *третьего начала термодинамики*, согласно к-рому принимаем $S=0$ при $T=0$.

Энтропия в неравновесной термодинамике может быть определена для таких неравновесных состояний, когда можно ввести представление о локальном *равновесии термодинамическом* в отд. подсистемах (напр., в малых, по макроскопич. объёмам). По определению, Э. неравновесной системы равна сумме Э. её частей, находящихся в локальном равновесии. *Термодинамика неравновесных процессов* позволяет более детально исследовать процесс возрастания Э. и вычислить кол-во Э., образующиеся в единице объёма в единицу времени вследствие отклонения от термодинамич. равновесия — *производство энтропии*. Для пространственно неоднородных неравновесных систем второе начало термодинамик может быть записано в виде уравнения баланса для плотности энтропии $S(x, t)$, где x — радиус-вектор физически бесконечно малого элемента среды:

$$\partial S(x, t) / \partial t = - \operatorname{div} J_S(x, t) + \sigma(x, t), \quad (5)$$

$J_S(x, t)$ — вектор потока Э.; $\sigma(x, t) \geq 0$ — локальное производство энтропии. Полное производство Э. равно интегралу от $\sigma(x, t)$ по объёму системы. Если термодинамич. силы $X_i(x, t)$ (градиенты темп-ры, хим. потенциалов компонентов, массовой скорости и т. д.) создают в системе сопряжённые им потоки $J_i(x, t)$ (теплоты, вещества, импульса и др.), то в такой системе $\sigma(x, t) = \sum_i X_i \cdot J_i$. Если величины X_i, J_i — векторы или тензоры, то в выражении для σ подразумевается их полная свёртка. Потоки J_i связаны с термодинамич. силами X_k линейными соотношениями $J_i = \sum_k L_{ik} \cdot X_k$, где L_{ik} — онсагеровские *кинетические коэффициенты*. Следовательно, локальное производство Э. $\sigma = \sum_{i,k} X_i \cdot L_{ik} \cdot X_k$ выражается квадратичной формой от термодинамич. сил.

Энтропия в равновесной статистической физике зависит от выбора статич. ансамбля. Для микроканонич. ансамбля Гиббса (ср. *Гиббса распределение*), описывающего равновесное состояние изолированных систем, Э. выражается через *статистический вес* состояния $W(\mathcal{E}, N, V)$:

$$S = k \ln W(\mathcal{E}, N, V), \quad (6)$$

где $W(\mathcal{E}, N, V)$ — число квантовомеханич. состояний, энергия к-рых \mathcal{E} лежит в узком интервале $\Delta \mathcal{E}$ «вблизи» значения \mathcal{E} системы из N частиц в объёме V . В классич. статич. физике W — величина безразмерного объёма в

фазовом пространстве системы при заданных $\mathcal{E}, \Delta \mathcal{E}, N, V$:

$$W(\mathcal{E}, N, V) = \int d\Gamma_N, \quad (7)$$

где $d\Gamma_N = dpdq / N! h^{3N}$; $dpdq$ — элемент объёма в $6N$ -мерном фазовом пространстве системы из N частиц (p — обобщённый импульс; q — обобщённая координата). Интегрирование ведётся в пределах $\mathcal{E} \leq H_N(p, q) \leq \mathcal{E} + \Delta \mathcal{E}$ ($H_N(p, q)$ — *Гамильтон функция* системы из N частиц). Для канонич. ансамбля Гиббса, описывающего равновесное состояние систем в термостате, Э. выражается через *каноническое распределение Гиббса* $f(p, q)$:

$$S = -k \int f(p, q) \ln f(p, q) d\Gamma_N. \quad (8)$$

Аналогичным образом определяется Э. для систем с переменным числом частиц в термостате через *большое каноническое распределение Гиббса* $f_N(p, q)$:

$$S = -k \sum_{N>0} \int f_N(p, q) \ln f_N(p, q) d\Gamma_N. \quad (9)$$

В квантовой статистике Э. для всех равновесных ансамблей выражается через статич. оператор (или *матрицу плотности*) $\hat{\rho}$:

$$S = -k \operatorname{Sp}(\hat{\rho} \ln \hat{\rho}). \quad (10)$$

Символ $\operatorname{Sp} \hat{A}$ означает сумму диагональных матричных элементов оператора \hat{A} ; суммирование ведётся по всем возможным ф-циям состояний допустимой симметрии относительно перестановки частиц.

Вплоть до областей сосуществования фаз и критич. точек значения Э., вычисленные с помощью разл. ансамблей Гиббса, совпадают с термодинамич. Э. в пределе $N \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$ при $N/V = \text{const}$ (ср. *Термодинамический предел*).

Информационная энтропия, Э. в статич. физике связана с информационной Э., к-рая служит мерой неопределённости сообщений (сообщения описываются множеством величин x_1, x_2, \dots, x_n и вероятностей P_1, P_2, \dots, P_n их появления). Для дискретного статич. распределения вероятностей P_k информационной Э. (с точностью до постоянного множителя) наз. величину

$$S_{\text{ин}} = - \sum_{k=1}^n P_k \ln P_k \text{ при } \sum_{k=1}^n P_k = 1. \quad (11)$$

Величина $S_{\text{ин}} = 0$, если к-л. из P_k равна 1, а остальные — нулю, т. е. информация достоверна, неопределённость отсутствует. Э. принимает наибольшее значение, когда все P_k одинаковы (неопределённость в информации максимальна). Непрерывной случайной величине x с ф-цией распределения $f(x)$ соответствует информационная Э.

$$S_{\text{ин}} = - \int f(x) \ln f(x) dx \text{ при } \int f(x) dx = 1. \quad (12)$$

Информационная Э., как и термодинамическая, обладает свойством аддитивности (Э. неск. сообщений равна сумме Э. отд. сообщений). Из вероятностной трактовки Э. в статич. физике выводится ось. равновесное распределение: канонич. распределение Гиббса, к-рое соответствует макс. значению информационной Э. при заданной ср. энергии, и большое канонич. распределение Гиббса — при заданных ср. энергии и ср. числе частиц в системе.

Энтропия в неравновесной статистической физике зависит от способа описания неравновесного состояния системы. Напр., неравновесное гидродинамич. состояние однокомпонентных газов и жидкостей определяется неоднородными распределениями ср. значений плотностей энергии $\langle H(x) \rangle$, числа частиц $\langle n(x) \rangle$ и импульса $\langle \hat{p}(x) \rangle$, т. е. плотностей интегралов движения. Динамические переменные $H(x), n(x), \hat{p}(x)$ в классич. случае являются ф-циями координат и импульсов частиц, а в кван. случае — соответствующими операторами. Операция усреднения $\langle \dots \rangle$ выполняется с неравновесной функцией распределения $f(p, q, t)$, удовлетворяющей *Лиувилеву уравнению* $\partial f / \partial t = \{H, f\}$; H — гамильтониан системы, $\{H, f\}$ — *Пуассона скобка*. В квантовом случае в уравнении Лиувилля надо заменить f на неравновесную статич. оператор $\hat{\rho}(t)$, а классич. скобку Пуассона — на квантовую.

Э. в неравновесной статистической физике пропорциональна ($S = -kS_0$) максимуму информации $\Delta S_0 = -(\ln f)'$ при заданных ср. значениях динамических переменных, выбранных для описания неравновесного состояния. Напр., если неравновесное состояние характеризуется ср. значениями $\langle \hat{H}(x) \rangle'$, $\langle \hat{n}(x) \rangle'$, $\langle \hat{p}(x) \rangle'$, то максимуму информ. Э. соответствует локально-равновесное распределение

$$f_i(t) = \exp \left\{ -\frac{1}{k} \left(\Phi(t) + \int [\beta(x, t) (\hat{H}'(x) - \mu(x, t) \hat{n}(x)) dx] \right) \right\}, \quad (13)$$

где $\hat{H}'(x) = \hat{H}(x) - v(x, t) \cdot \hat{p}(x, t) + \frac{m}{2} v^2(x, t) \hat{n}(x)$ — плотность энергии в сопровождающей системе координат, движущейся с массовой скоростью $v(x, t)$. Функционал Φ вместе с μ и β — Планка $\Phi(t)$ определяется из условия нормировки f_i и зависит от $\beta(x, t)$, $\mu(x, t)$, $v(x, t)$, где $\beta(x, t)$ — обратная локальная температура, $\mu(x, t)$ — локальный хим. потенциал. В этом случае неравновесная Э.

$$S(t) = -k \int f_i(p, q, t) \ln f_i(p, q, t) d^3x$$

является функционалом

$$S(t) = \Phi(t) + \int \beta(x, t) (\langle \hat{H}'(x) \rangle - \mu(x, t) \langle \hat{n}(x) \rangle) dx. \quad (14)$$

Операция $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по распределению (13), причём

$$\begin{aligned} \delta S(t) / \delta \langle \hat{H}'(x) \rangle &= \beta(x, t), \\ \delta S(t) / \delta \langle \hat{n}(x) \rangle &= -\beta(x, t) \mu(x, t). \end{aligned} \quad (15)$$

Основная идея неравновесной термодинамики состоит в том, что термодинамич. равенства должны выполняться для элемента среды, движущегося с массовой скоростью. Из (15) следует, что для этого необходимо, чтобы

$$\begin{aligned} \langle \hat{H}(x) \rangle' &= \langle \hat{H}'(x) \rangle, \quad \langle \hat{n}(x) \rangle' = \langle \hat{n}(x) \rangle, \\ \langle \hat{p}(x) \rangle' &= \langle \hat{p}(x) \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

Равенства (16) являются условиями самосогласованного выбора параметров $\beta(x, t)$, $\mu(x, t)$, $v(x, t)$ и определяют их зависимость от неравновесных ср. значений $\langle \hat{H}(x) \rangle'$, $\langle \hat{n}(x) \rangle'$, $\langle \hat{p}(x) \rangle'$.

Локально-равновесное распределение служит вспомогательным распределением для определения понятия Э. неравновесного состояния, но не описывает необратимых *переноса величин*. Потоки энергии и импульса, вычисленные с помощью $f_i(t)$, соответствуют потокам этих величин в идеальной гидродинамике. Неравновесная ф-ция распределения может быть получена как формальное решение уравнения Лиувилля с нач. условием локального равновесия в искр. момент времени t_0 : $f_i(t, t_0) = \exp[-iL(t-t_0)] f_i(t_0)$. Оператор Лиувилля L определяется через скобки Пуассона: $iL = \{H, f\}$. Это решение зависит от нач. состояния, х-рое реальная система должна «забывать» из-за корреляций между элементами среды. Можно считать, что пучок фазовых траекторий с различными t_0 ($-\infty < t_0 < t$) реализует ансамбль Гиббса для неравновесных состояний. Предполагая, что нач. состояния распределены с экраниальной вероятностью $T^{-1} \exp[-(t-t_0)/T]$ (гипотеза об априорных вероятностях), получим неравновесную ф-цию распределения

$$f(t) = \int_{-\infty}^t \frac{1}{T} \exp\left[-\frac{t-t_0}{T}\right] \exp[-iL(t-t_0)] f_i(t_0) dt_0, \quad (17)$$

$T^{-1} = \epsilon \rightarrow +0$ после термодинамич. предельного перехода при вычислении средних. Ф-ция распределения (17) удовлетворяет уравнению Лиувилля с малым источником в правой части

$$\partial f(t) / \partial t - \{H, f(t)\} = -\epsilon f(t) - f_i(t), \quad (18)$$

$\epsilon \rightarrow +0$. Кроме того, предполагаются выполнимыми условия самосогласования (16).

С помощью ф-ции распределения (17) можно усреднить уравнения движения для $\hat{H}(x)$, $\hat{p}(x)$: $\partial \hat{H}(x) / \partial t = \{ \hat{H}(x), H \}$, $\partial \hat{p}(x) / \partial t = \{ \hat{p}(x), H \}$ и получить *теплопроводности уравнение*

и *Навье — Стокса уравнение*, в к-рых коэффициенты теплопроводности и вязкости представлены в виде пространственно-временных корреляционных функций потоков энергии и импульса (*Грича — Кубо формулы*). Отсюда следует уравнение баланса (5) для плотности Э. и другие соотношения неравновесной термодинамики.

В неравновесной статистической физике закон возрастания Э. тесно связан со свойством симметрии уравнения Лиувилля относительно обращения времени. Малый член $\sim \epsilon \rightarrow +0$ в уравнении (18) нарушает эту симметрию, снимая вырождение, т. е. отбирая запаздывающее решение уравнения Лиувилля. Такое решение приводит к $\sigma > 0$ в уравнении (5), т. е. делает возможным возрастание Э. При этом существенно, что $\epsilon \rightarrow +0$ после термодинамич. предельного перехода. Другое решение уравнения Лиувилля (с $\epsilon \rightarrow -0$) приводит к убыванию Э. и должно быть отброшено как нефизическое.

Э. для других процессов, отличных от гидродинамических, может быть определена с помощью квазиравновесного состояния, к-рое соответствует максимуму информационной Э. при заданных средних значениях некоего набора динамических переменных, характеризующих неравновесное состояние. В общем случае квазиравновесное состояние может сильно отличаться от локального равновесия.

Понятие Э. используется также в классич. механике как характеристика *хаоса динамического* в системах с неустойчивостью движения — экспоненциальной расходимостью близких в нач. момент траекторий. Количественной мерой неустойчивости таких систем служит энтропия Крылова — Колмогорова — Синяя, или К-энтропия. Для широкого класса систем К-энтропия выражается через положительные показатели Ляпунова по формуле

$$K = \sum_i \lambda_i.$$

Если положительные показатели Ляпунова отсутствуют и, следовательно, движение устойчиво, то К-энтропия равна нулю.

Лит.: Майер Дж., Телперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; его же, Современные методы статистической теории неравновесных процессов, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Современные проблемы математики, т. 15, М., 1980; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Ахметов А. И., Петельский С. В., Методы статистической физики, М., 1977; Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, М., 1982; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Климатович Ю. Л., Статистическая теория открытых систем, М., 1995.

Д. Н. Зубарев, В. Г. Морозов.

ЭНТРОПИЯ ВСЕЛЕННОЙ — величина, характеризующая степень неупорядоченности и тепловое состояние Вселенной. Количественно оценить полную Э. В. как энтропию Клаузиуса (см. *Энтропия*) нельзя, поскольку Вселенная не является термодинамич. системой. Действительно, из-за того, что *гравитационное взаимодействие* является дальнедействующим и нежестким, гравит. энергия Вселенной (в той степени, в какой её вообще можно определить) не пропорциональна её объёму. Напр., в ньютоновском приближении гравитат. энергию сферич. массы M с однородной плотностью ρ можно оценить по ф-ле: $U = -GM^2 V^{-1/3} = -G\rho^2 V^{2/3}$, где G — ньютоновская *гравитационная постоянная*, V — объём. Полная энергия Вселенной тоже не пропорциональна объёму и потому не есть аддитивная величина. Кроме того, Вселенная, согласно *Хаббл закону*, расширяется, т. е. нестационарна. Оба эти факта означают, что Вселенная не удовлетворяет исходным аксиомам термодинамики об аддитивности энергии и существованию термодинамич. равновесия. Поэтому Вселенная как целое не характеризуется и к-л. одной темп-рой. Определяя Э. В. как энтропию Больцмана $k \ln \Gamma$, где k — *Больцмановская постоянная*, Γ — число возможных микросостояний системы, также нельзя, поскольку Вселенная не «пробегает» все возможные состояния, а эволюцио-

нирует от одного состояния к другому. Иными словами, для всей Вселенной нельзя ввести статистический ансамбль Гиббса (см. в ст. *Гиббса распределения*), т. к. нельзя пренебречь гравитат. взаимодействием членов такового ансамбля.

Однако во Вселенной можно выделить подсистемы, к-рым применимо термодинамик. и статистич. описание, и вычислить их энтропию. Такими подсистемами являются, напр., все компактные объекты (звёзды, планеты и др.). Но полная энтропия всех наблюдаемых компактных объектов ничтожна по сравнению с энтропией, содержащейся в тепловом реликтовом микроволновом фоновом излучении с темп-рой $T=2,73$ К (см. *Космология*). Плотность сго энтропии равна $s_s = \frac{16\sigma}{3c} T^3 = 1,49 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3} \times k$,

где σ — *Стефана — Больцмана постоянная*, c — скорость света (в этой ф-ле не учитывается гравитат. взаимодействие фотонов реликт. излучения друг с другом и с остальной материей во Вселенной). Плотность числа фотонов связана с плотностью энтропии ф-лой $n_s = s_s \cdot k^{-1} / 3,602$. Каждый из сортов безмассовых (или имеющих массу покоя $m \ll 1$ мэВ) нейтрино вносит в плотность Э. В. дополнительный вклад $s_\nu = \frac{7}{22} s_s$, т. к. в стандартном космологич. сценарии темп-ра безмассовых нейтрино $T_\nu = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T$ [Альфер

(R. Alpher) и Херман (R. Herman), 1953]. Плотность энтропии можно определить и для *гравитонов*; ожидаемый вклад в Э. В. от реликтовых гравитонов, возникших вблизи сингулярности космологической, также не превосходит s_s . Полая энтропия в единице сопутствующего вещества объёма Вселенной [*к-рый растёт* $\propto R^3(t)$ с расширением Вселенной, $R(t)$ — масштабный фактор Фридмана — Робертсона — Уокера метрики], связанная с безмассовыми частицами, мал изменяться, начиная с очень ранних стадий эволюции Вселенной — по крайней мере при $t > 1$ с после космологич. сингулярности. Иначе говоря, расширение Вселенной идёт практически адиабатически.

Как указано выше, осн. причиной, мешающей строго вести понятие Э. В., является неограниченность по пространству и неstationарность крупномасштабного гравитат. поля Вселенной. Однако эта часть гравитат. поля весьма упорядочена — Вселенная почти однородна и изотропна в достаточно больших масштабах. Поэтому естественно предположить, что с крупномасштабным гравитат. полем не связано никакой существ. энтропии, как бы мы её не определяли. Тогда полная плотность энтропии безмассовых частиц во Вселенной $s \sim s_s$ будет близка к плотности Э. В. Соответствующая оценка полной энтропии той части Вселенной, к-рая доступна наблюдению в настоящий момент, есть $S = \frac{4\pi}{3} L_s^3 \sim 10^{90}$ кт, где

$$L_s = 12\,000 \left(\frac{H_0}{50}\right)^{-1} \text{ Мпк} \text{ — совр. космологич. горизонт,}$$

H_0 — *Хаббла постоянная* в км/(с · Мпк) [здесь подразумевается, что $R(t) \propto t^{2/3}$, ср. плотность вещества во Вселенной равна критич. плотности $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$, а пространственная кривизна равна нулю]. Сравнение этой величины с энтропией чёрной дыры, обладающей такой же массой $M = \frac{4\pi}{3} L_s^3 \rho_c = 10^{57} \left(\frac{H_0}{50}\right)^{-1}$ г, к-рая равна

$S_{\text{ч.д.}} = \pi r_s^2 / l_P^2 \sim 10^{124}$ кт [$r_s = 2GM/c^2$ — гравитат. радиус, радиус вращающейся чёрной дыры, $l_P = (Ghc^{-3})^{1/2} \approx 10^{-33}$ см — планковская длина; см. *Квантовая теория гравитации, Чёрные дыры*], показывает, насколько окружающая нас часть Вселенной далека от максимально неупорядоченного состояния. Вероятно, хотя и не доказано, что именно эта неравномерность наблюдаемой Вселенной является причиной справедливости 2-го начала термодинамики для всех замкнутых подсистем в ней.

Э. В. характеризуют также с помощью безразмерной уд. энтропии — энтропии, приходящейся на 1 барнон; в част-

ности, $S_{\nu, s} = \frac{s_\nu}{h\nu} = 0,88 \cdot 10^{10} \left(\frac{H_0}{50}\right)^{-2} \left(\frac{\Omega_b}{0,06}\right)^{-1}$, где ν_s — ср.

плотность числа барнионов во Вселенной, Ω_b — ср. плотность барионного вещества во Вселенной в долях критич.

плотности ρ_c . Величина $\Omega_b = 0,06 \left(\frac{H_0}{50}\right)^{-2}$, согласно теории

космологического нуклеосинтеза, наиб. хорошо соответствует совр. распространённости лёгких хим. элементов H, D, He³, He⁴, Li⁷. Тот факт, что полная удельная Э. В. $S_{\nu, s} \gg 1$, свидетельствует о том, что в прошлом Вселенная была горячее, радиационно-доминированной. Плотность барнионов $n_b \sim R^{-3}(t)$ вследствие сохранения барионного заряда (разности между числом барнионов и антибарнионов). Однако в настоящее время общеприняты гипотезы, что при очень больших энергиях и плотностях материи барионный заряд не сохраняется и что Вселенная содержала равные кол-ва вещества и антивещества на достаточно ранней стадии своей эволюции, вблизи космологич. сингулярности. Тогда избыток вещества над антивеществом может естественно возникнуть в ходе термодинамически неравновесного расширения Вселенной из-за нарушения СР-инвариантности (см. *Барионная асимметрия Вселенной*). Если эти гипотезы верны, то полная удельная Э. В. зависит не столько от числителя (s), сколько от знаменателя (n_b), и приближённо выражается через микрофиз. константы взаимодействий, ответственных за генерацию барионной асимметрии.

Существует предположение, что Э. В. как целого можно оценить, используя понятие энтропии Колмогорова — Сияна (К-энтропии; см. *Энтропия, Эргодическая теория*). К-энтропия явл. мерой хаотичности и неустойчивости, она связана со ср. скоростью разбегания близких в нач. момент траекторий. Причём К-энтропия тем больше, чем быстрее разбегаются траектории, т. е. чем сильнее неустойчивость траекторий и хаотичность системы. Однородное распределение вещества гравитационно неустойчиво; развитие неустойчивости приводит к образованию отд. сгустков. При гравитат. сжатии сгустка гравитат. энергия вещества переходит в тепловую энергию движения частиц. Поэтому образование звёзд и галактик из равномерно распределённого вещества сопровождается ростом К-энтропии. Т. о., в рамках этого предположения для Вселенной справедлив закон роста энтропии, хотя она и не является термодинамич. системой и в ходе эволюции становится структурой более сложной.

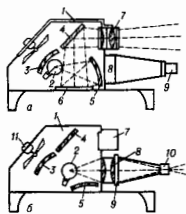
Энтропия Вселенной и стрела времени во Вселенной. Вопрос об Э. В. тесно связан с проблемой объяснения стрелы времени во Вселенной: необратимой временной эволюции от прошлого к будущему, направленной в одну сторону для всех наблюдаемых подсистем Вселенной. Известно, что законы механики, электродинамики, квантовой механики обратимы во времени. Ур-ния, описывающие эти законы, не изменяются при замене t на $-t$. В квантовой теории поля имеет место более общая СРТ-инвариантность (см. *Теорема СРТ*). Это означает, что любой физ. процесс с элементарными частицами может быть осуществлён как в прямом, так и в обратном направлении времени (с заменой частиц на античастицы и с пространственной инверсией). Поэтому с его помощью нельзя определить стрелу времени. Пока известен единств. физ. закон — 2-е начало термодинамики — к-рый содержит утверждение о необратимой направленности процессов во времени. Он задаёт т. н. термодинамич. стрелу времени: энтропия растёт в будущее. Др. стрелы времени связаны с выбором специальных начальных или граничных условий для ур-ния, описывающих фундам. физ. взаимодействия. Напр., электродинамич. стрела времени определ. выбором излучающего граничного условия на пространственной бесконечности для единственного источника (иначе говоря, считаясь имеющим физ. смысл только запаздывающие потенциалы эл.-магн. поля), а космологич. стрела времени задана расширением Вселенной. Не все эти стрелы времени эквивалентны: если термодинамич. и электродинамич.

стрелы считаются совпадающими (хотя строгого доказательство этого нет), то космология стрела не связана с ними к-л. локальным причинным взаимодействием. В частности, нет оснований ожидать, что если какая-то часть Вселенной из-за гравитационной неустойчивости перестанет расширяться и начнет сжиматься, то в ней изменят своё направление электродинамич. и термодинамич. стрелы времени. Однако вопрос о взаимобулавленности этих стрел времени и их связи с психологич. стрелой времени (ощущением каждым человеком необратимого течения времени от прошлого через настоящее в будущее) остаётся в значит. степени открытым.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Стреление и эволюция Вселенной, М., 1975; Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажиин М. В., Космология ранней Вселенной, М., 1988.

И. К. Розенблюм, А. А. Старобинский.

ЭПИДИАСКОП (от греч. *epi* — на, *diá* — через и *skopéō* — смотрю) (эпидиаскоптор) — комбинированный проекционный аппарат, позволяющий получать на экране изображение как прозрачных, так и непрозрачных оригиналов. Сочеснает в себе зипроектор и диаскоптор. Оптич. схема простейшего Э. в двух режимах его работы представлена на рисунке: а) эпидиаскопическая проекция; б) диаскопическая проекция. В первом случае лучи от источника света 2 с помощью сферических зеркал 3 и 5 освещают непрозрачный объект 6, от к-рого диффузно рассеянные лучи попадают в светосильный проекционный объектив 7, отражаясь от зеркала 4, 1 — кожух, 11 — система охлаждения. При диаскопической проекции зеркало 5 отклоняется, открывая доступ лучам от источника 2 к конденсор 8. Последний, равномерно освещая диапозитив, вставляемый в рамку 9, направляет лучи в объектив 10, про-



сцирующий изображение на экране.

Лит. см. при стр. Проекционный аппарат.

ЭПИСКОП (зипроектор) — проекционный аппарат для получения на экране изображений непрозрачных объектов (разл. предметов и деталей, чертежей, рисунков, фотографий). Принципиальная оптич. схема Э. приведена на рис. 2 к стр. Проекционный аппарат. В Э. изображаемый объект отражает освещающие его лучи света диффузно, поэтому лишь незначительная часть отраженного светового потока попадает в объектив Э. Для усиления яркости изображения в Э. применяют светосильные проекционные объективы и неск. мощных источников света, сильное тепловыделение к-рых вынуждает использовать в Э. специальные системы охлаждения. Схема Э. является составной частью оптической схемы эпидиаскопов.

Лит. см. при стр. Проекционный аппарат.

ЭПИТАКСИЯ (от греч. *epi* — на, над, при и *taxis* — расположение, порядок) — процесс наращивания монокристаллич. слоев вещества на подложку (кристалл), при к-ром кристаллографич. ориентация наращиваемого слоя повторяет кристаллографич. ориентацию подложки. Э. позволяет получать такие тонкие (1 нм — 10 мкм) однородные монокристаллич. слои — т.п. эпитаксиальные слои (ЭС) — любого типа проводимости и любого уд. электрич. сопротивления, какие невозможно создать иным способом. Различают гетерозитаксию, когда вещества подложки и наращиваемого слоя различны по хим. составу и кристаллич. структуре, и гомозитаксию (автоэпитаксию), когда подложка и наращиваемый слой одинаковы по хим. составу или отличаются только примесями составом. Э. используется в технологии производства широкого класса электронных приборов и устройств для получения (в виде пленок и многослойных структур) эпитаксиальных слоев элементарных полупроводников, соединений типа

$A^{III}B^V$, A^IVB^V , A^IVB^IV , A^IVB^IV , гранатов, ортоферритов и др. материалов.

Свойства ЭС во многом определяются условиями сопряжения кристаллич. решеток наращиваемого слоя и подложки, причём существенно их структурно-геом. соотношение; легче всего сопрягаются вещества, кристаллич. структуры к-рых одинаковы или близки (напр., вещества с кристаллич. структурой шфалерита и алмаза). Э. легко осуществляется, если разность постоянных решеток не превышает 10%; в этом случае тонкий наростный ЭС продаёт жает атомные плоскости подложки (возникает псевдоморфный слой). При больших расхождениях сопрягаются наиб. плотно упакованные плоскости. При разл. решетках сопрягаемых веществ в ЭС возникает дислокации несоответствия. Плотностью дислокаций несоответствия можно управлять, меняя параметры решетки растущего кристалла (напр., введением примесей) и получая т.о. бездислокационные ЭС с высокой подвижностью и малой плотностью носителей заряда. Помимо структурно-геом. соответствия сопряжение пар веществ зависит от темпы процесса (темпы Э. наз. предельно низкая темп-ра, при к-рой ещё возможно ориентированное нарастание вещества), степени пересечения осаждаемого вещества, совершенства подложки и чистоты её поверхности. Поэтому подложку перед Э. обычно подвергают механич., хим. или радиац. обработке. ЭС растёт за счёт атомов и молекул, составляющих алсорб. слой, и скорость роста зависит от пересечения в этом слое.

Э. возможна из любой фазы: газовой (газофазная Э — ГФЭ), жидкой (жидкофазная, или жидкофазная, Э — ЖФЭ) и твёрдой (твёрдофазная Э — ТФЭ). Преимущ. развитие получили ГФЭ и ЖФЭ.

Методы ГФЭ делятся на химические и физические. Хим. методы ГФЭ основаны на осаждении из газовой фазы вещества, полученного в результате след. хим. реакций: восстановления хлоридов Si и Ge водородом (напр., $SiCl_4 + 2H_2 = Si + 4HCl$ — т.н. хлоридный процесс); пиролиз. разложения моносилана ($SiH_4 = Si + 2H_2$); диспропорционирования дилоридов и дихлоридов Si и Ge (напр., $2SiCl_2 = Si + SiCl_4$) и пр. Процессы осуществляются в реакторную камеру газовой смеси обеспечивает подачу в реакторную камеру газовой смеси требуемого состава. Добавляя к газовой смеси соединения легирующих элементов (напр., $AsCl_3$, B_2H_6), выращивают ЭС *n*- или *p*-типа соответственно. Темп-ра процесса определяется кинетикой хим. реакции и обычно находится в пределах 800 — 1300° С.

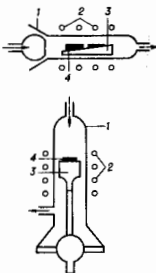


Рис. 1. Схемы горизонтальной (верх) и вертикальной (справа) реакторных камер для эпитаксии из газовой фазы хлоридным методом: 1 — реакторная камера; 2 — нагреватель; 3 — подставка для подложки; 4 — подложка.

К физ. методам относят методы термич. осаждения из молекулярных пучков в вакууме, мпгонового испарения, «горячей стенки», а также методы катодного распыления и осаждения. По методу термич. осаждения из молекулярных пучков испаряемое вещество нагревается до требуемой темп-ры (выше или ниже темп-ры плавления испаряемого вещества в зависимости от упругости пара в точке плавления) в сверхвысоком вакууме ($\leq 1,3 \cdot 10^{-8}$ Па), при этом его атомы и молекулы падают на подложку, где и происходит их конденсация. Наиб. совершенным является электронно-лучевой способ нагрева, отчего такой метод получил название молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Этот метод позволяет в процессе осаждения контролировать структуру и состояние поверхности под-

ложки, регулировать плотность молекулярного потока, т. е. скорость роста кристаллов, обеспечивая возможность при помощи маски выполнять локальную кристаллизацию, получать резкие межслойные границы, выращивать сверхтонкие (1—100 нм) эпитаксиальные слои (плёнки) полупроводников, диэлектриков и металлов, создавать *сверхрешётки* (последовательность большого числа чередующихся слоёв разного состава толщиной 5—10 нм), осуществлять многослойную застройки решётки. На основе плёнок, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, создают оптоэлектронные интегральные схемы, сверхбыстродействующие большие интегральные схемы, фотоприёмники и лазеры на гетероструктурах, фотокатоды с отрицат. электронным еродством, др. приборы и устройства.

Метод мгновенного испарения близок к методу осаждения из молекулярных пучков и заключается в том, что исходное вещество непрерывно и равномерно поступает в испаритель, между ним и составом газовой фазы поддерживается термодинамическое равновесие. Обычно этот метод используют для получения ЭС материалов, компоненты которых обладают разл. упругостями пара (напр., GaP, GaAlAs, GaAsP).

Метод катодного распыления отличается от термич. методов тем, что исходным веществом служит вещество нагреваемого твёрдого тела. В осн. применяют катодное распыление с помощью тлеющего разряда (рис. 2). Про-

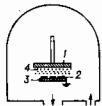


Рис. 2. Схема камеры для катодного распыления: 1—катод; 2—подложка; 3—анод; 4—плазма Ag⁺.

цесс идёт в среде инертного газа при давлениях 0,133—13,3 Па, при более низкой, чем в методах термич. испарения, эпитаксиальной темп-ре.

Метод катодного осаждения сочетает методы катодного распыления и осаждения из молекулярных пучков. Вещество (рис. 3) испаряется термич. нутём, подложка служит отрицат. электродом и располагается в зоне плазмы, поддерживаемой постоянным током или ВЧ-разрядом. Испарившиеся атомы ионизируются в плазменном пространстве и осаждаются на катоде подложки.

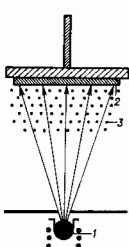
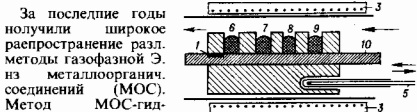


Рис. 3. Схема метода катодного осаждения: 1—источник; 2—подложка; 3—плазма.

Методы ЖФЭ основаны на кристаллизации из раствора в распыле и различаются в зависимости от способа удаления раствора с поверхности плёнки [простым сливом (рис. 4, а), принудительным удалением (рис. 4, б) и без удаления]. ЖФЭ можно проводить при относительно невысоких темп-рах (400—500 °С). ЖФЭ позволяет получить многослойные эпитаксиальные структуры и плёнки определённой конфигурации (с помощью маски из SiO₂).

Методы ТФЭ основаны на процессах ориентированного роста ЭС в двух-, трехслойных системах при изотермич. отжиге. Один из слоёв — монокристаллич. подложка, другие — аморфные и поликристаллич. слои полупроводников и металлов. Для сохранения расположенных в подложке приборных структур применяют импульсную термич. обработку.



За последние годы получили широкое распространение разл. методы газофазной ЭС из металлорганич. соединений (МОС). Метод МОС-гидридной ЭС при пониженном давлении в реакторе является наиб. универсальным для синтеза большинства соединений Al^{III}V^V и по основным параметрам не уступает МЛЭ, а по производительности, степени совершенства поверхности эпитаксиальных плёнок, относительно более простому аппаратному оформлению выгодно отличается от последнего. Данный метод используется для новейших разработок и производства полупроводниковых СВЧ- и оптоэлектронных приборов, напр. транзисторов с высокой подвижностью электронов, где реализуется эффект двумерного электрон. газа на гетерограницах GaAlAs/GaAs, InGaAs/InP, лазеров на основе гетероструктур GaAlAs/GaAs, InGaAs/InP с квантовыми ямами, приборов на основе четвертных соединений типа InGaAsP с напряжёнными слоями, разл. неравномерных гетероструктур с чередующимися слоями и др. Освоение разл. модификаций методов МОС-гидридной ЭС и МЛЭ в сочетании с хим. нуклеовой ЭС и атомно-слоевой ЭС позволяет охватить практически все новые задачи полупроводникового материаловедения.

Лит.: Чистяков Ю. Д., Райнова Ю. П., Физико-химические основы технологии микроразработки, М., 1979; Современная кристаллография, т. 3, М., 1980; Денисов А. Г., Кузнецов Н. А., Макаревич В. А., Оборудование для молекулярно-лучевой эпитаксии, «Обзоры по электронной технике», сер. 7, в. 17, М., 1981; Херман М., Полупроводниковые сверхрешетки, пер. с англ., М., 1988; Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры, под ред. Л. Ченга, К. Плюга, пер. с англ., М., 1989.

Г. С. Доржиев, Л. М. Можгаров.

ЭПСИЛОН-РАЗЛОЖЕНИЕ (ε-разложение) — метод приближённого вычисления критических показателей в статистической физике [для аномальных размерностей в квантовой теории поля (КТП)] с помощью разложения коррелиц. функций и др. физ. величин вблизи критической точки (соответственно пронагаторов в пределье асимптотической свободы в КТП) по степеням малого параметра ε=4-d, где d — размерность конфигурац. пространства (соответственно пространства-времени в КТП). В случае более сложных особенностей термодинамик, величин Э-р. возможно в окрестности др. значений d (напр., вблизи *трикритической точки* возникает Э-р. по степеням ε=3-d). Э-р. обычно строится в рамках вычислений по методу *ренормализационной группы* (РГ) с использованием теории возмущений и диаграммной техники фейнмановского типа или её температурного обобщения (в т. ч. для силовых операторов). Небольшие размерности вводятся посредством аналогии, продолжения и обеспечивают регуляризацию соответствующих выражений в КТП. Для получения результатов, имеющих физ. смысл и сопоставимых с результатами экспериментов и численных аппроксимаций, Э-р. рассматривают как экстраполяц. схему и в конце вычислений обычно полагают ε=1. Э-р. для шести критич. показателей с точностью до 3-го порядка по степеням ε см. в [Ма Ш., 1980]. Аналогично наряду с Э-р. в методе РГ широко используют и др. разложения критич. показателей, напр. разложение по степеням 1/n (n — число ком-

понтент вектора квазиспина, в пределе $n \rightarrow \infty$ эквивалентное т. н. сферической модели (квазинепрерывному аналогу *Изинга модели*).

Корреляционная длина и параметр обрезания. В основе построения преобразований РГ для описания критических явлений лежит общая физ. идея существенного сокращения эфф. числа степеней свободы макроскопич. физ. системы (аналогично тому, как это имеет место в термо- или гидродинамике при переходе от микроскопич. к макроскопич. описанию). Условиями такого сокращения являются наличие в системе взаимодействий только с коротким радиусом, а также резкое возрастание корреляционной длины ξ (или, что то же, радиуса корреляции r_0) вблизи критич. точки T_c ; величина ξ характеризует мин. размер области, в к-рой свойства вещества в достаточной степени не зависят от свойств макроскопич. образца. При больших значениях ξ весьма правдоподобно взглянуть гипотеза подобия (см. ниже), приводящая к явлению универсальности, т. е. независимости физ. свойств системы от деталей строения гамма-напола (в т. ч. от значений входящих в него констант связи разл. взаимодействий). Существенными оказываются лишь значения размерностей n и d , где n характеризует симметрию параметра порядка (т. е. число компонент вектора спина или квазиспина; см. *Спиновый гамма-напол*), а d — число измерений пространственной дискретной решетки; соответственно все квазинепрерывные модели подразделяются на классы эквивалентности (n, d) (рис. 1).

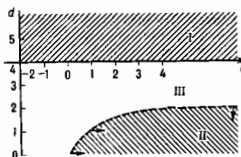


Рис. 1. Основные области I, II, III на (n, d) -плоскости (n — число компонент спина; d — размерность решетки; I — «классическая» область ($d \geq 4$) со значениями критических показателей в среднем поля приближении; II — область, где фазовый переход отсутствует ($T_c = 0$); III — промежуточная область с соответствующими значениями критических показателей. Граница между областями II и III проходит через точки $(0, 0)$, $(1, 1)$ и $(\infty, 2)$.

Уменьшение числа степеней свободы (в единице объема) при описании критич. явлений проводится обычно посредством перехода от микроскопич. узельных, или «ячеечных», спинов к макроскопич. квазинепрерывным «блочным» спинам, определяемым как некое среднее берется, не в термодинамич. смысле) от b^d дискретных ячейчных спинов. Здесь $b \geq 1$ — целое число, указывающее, во сколько раз каждое из d ребер гиперкубич. спинового «блока» превосходит постоянною исходной решетки. Описанная операция проводится столько раз, сколько необходимо, чтобы линейные размеры блока стали порядка ξ (очевидно, это вполне аналогично операции сглаживания или крупнозернистого удержания, используемой, напр., в гидродинамике). С др. стороны, переход к блочным спинам, обладающим пространственным разрешением $\sim b$, вполне эквивалентен удержанию в форме-разложении по векторам k в первой Бриллюэновской зоне обратной решетки фурье-компонент лишь с $k < \Lambda$, где $\Lambda = 2\pi b^{-1}$ — параметр обрезания. Физически это соответствует пренебрежению коротковолновыми флуктуациями с k , превосходящими Λ , в непрерывном распределении спиновой плотности.

Преобразование Каданова и модель Гинзбурга — Ландау. При переходе от ячейчных к блочным спинам происходит также соответствующий переход от исходного ячейчного к блочному гамма-наполю, к-рый осуществляется посредством преобразования Каданова (Л. Р. Kadanoф, 1966) K_b , обладающего групповым свойством $K_b K_b = K_b$,

и приводящего к эфф. зависимости параметров блочного гамма-наполя от абс. темп-ры T , внеш. магн. поля H и т. п. Простейший и наиб. употребительный блочный гамма-напол описывает модель Гинзбурга — Ландау (В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, 1958) (см. также *Ландау теория фазовых переходов*). Соответствующий гамма-напол можно записать в одной из двух физических эквивалентных форм (см. ниже): как оператор (1), заданный на дискретном ирростративе решетки, или как функционал (3) от неоднородного (но с учётом только длинноволновых флуктуаций) пространственного распределения спиновой плотности. Имено.

$$\mathcal{H}[\sigma] = b^d \sum_x \{ a_0 + a_1 \sigma_x^2 + a_2 \sigma_x^4 + \dots + \frac{h^2}{2} \sum_y (\hat{\sigma}_x - \hat{\sigma}_{x+y})^2 - h \hat{\sigma}_x \}, \quad (1)$$

где блочный спин σ_x определен как полный спин блока, отнесенный к числу узлов (ячеек) в блоке b^d (x — радиус-

вектор центра блока), $\sigma_x = b^{-d} \sum_{i \in \text{блок}} \sigma_i$; слагаемое, пропорц.

с (1), описывает взаимодействие между блоками г радиусного типа (взирх у знака суммы указывает, что суммирование идёт по $2d$ блокам y — ближайшим соседям блока x). Здесь h — внеш. магн. поле, коэф. a_0, a_1, a_2 и т. д. зависят от T (как и возможно, в принципе, коэф. a_3, a_4, \dots при более высоких чётных степенях спинов) и являются гладкими (несингулярными) ф-циями T и др. параметров, в т. ч. и в самой критич. точке. Последнее свойство обусловлено короткодействующим характером исходного взаимодействия между ячейками (а следовательно, и блочными) спинами, причём каждое слагаемое в $\mathcal{H}[\sigma]$ описывает локальные свойства и относится к конечному числу ($\sim b^d$) спинов.

С др. стороны, учитывая, что величина

$$\sigma(x) = L^{-d/2} \sum_k \sigma_k \exp(ikx) \quad (|k| < \Lambda = 2\pi b^{-1}) \quad (2)$$

описывает спиновую конфигурацию в масштабе вплоть до $b \Lambda^{-1}$, имеем

$$\mathcal{H}[\sigma] = \int d^d x \{ a_0 + a_2 \sigma^2(x) + a_4 \sigma^4(x) + \dots + c(\nabla \sigma(x))^2 - h \sigma \}. \quad (3)$$

где $\sigma^2 \equiv \sigma(x)\sigma(x) = \sum_{i=1}^n (\sigma_i(x))^2$, $\sigma^4 \equiv (\sigma^2)^2$, $(\nabla \sigma)^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (\partial \sigma_i / \partial x_j)^2$; используя (2), можно занести (3) в наиб. часто применяемой форме (при $a_0 = 0, h = 0$) с общепринятыми обозначениями $a_2 = r_0, a_4 = u$:

$$\mathcal{H}[\sigma] = \frac{1}{2} \sum_{k,j} (r_0 + ck^2) |\sigma_{k,j}|^2 + \frac{u}{8} L^{-d} \sum_{k,k',k'',l,j} \sigma_{k,k'} \sigma_{k''} \sigma_{j,-k-k''} \sigma_{l,-k'-k''} \quad (4)$$

суммирование по i и j проводится от 1 до n , а модули всех волновых векторов под знаком суммы ограничены сверху величиной Λ .

Масштабное преобразование и размерности. Наряду с построением блочной спиновой конструкции путём последовательного применения преобразования Каданова, при определении РГ для критич. явлений используется масштабное преобразование $x \rightarrow x' = x/s$ (соответственно $k \rightarrow k' = sk$), при к-ром физ. система «сжимается» в s раз по каждому направлению. Тогда после двойного преобразования Каданова K_b размер sb спиновых блоков вновь уменьшается до исходной величины b , однако в блочный гамма-напол войдут перенормированные спины $\sigma'_x = \lambda_s \sigma_{x/s}$, где $\lambda_s = s^a$ (a не зависит от s), так что $\lambda_{s_1} \lambda_{s_2} = \lambda_{s_1 s_2}$. Вообще говоря, в связи с масштабными преобразованиями, принято вводить масштабные, или аномаль-

ные размерности $A(x)$ любых физ. величин A , характеризующих систему: $A(x) \rightarrow A'(x') = s^k A(x/s)$ — в отличие от обычных, или канонических, размерностей d_i , определяемых в связи с изменением характерного линейного размера L и $[A] = [L^{d_i}]$, причём в общем случае $A_i \neq d_i$. Это различие обусловлено тем, что канонич. размерность определяется с учётом преобразования всех длин, тогда как при определении аномальной размерности, имеющей динамич. природу, предполагается, что в окрестности критич. точки преобразуется лишь единственный существенный параметр длины — радиус корреляции $\xi \rightarrow c\xi$ при $T \rightarrow T_c$ ($h=0$) (см. также *Масштабная инвариантность*), через k -ый и должны выражаться результаты всех масштабных преобразований (точнее, через безразмерную комбинацию s/ξ). Согласно гипотезе подобия, расхождение сингулярных величин вблизи T_c целиком обусловлено именно их зависимостью от ξ , на основании чего может быть получен ряд законов подобия, связывающих друг с другом критич. показатели и выражающих условия непротиворечивости разл. определений размерности одной и той же физ. величины.

Резонансная группа (РГ) для критических явлений. Сочетание описанных выше операций крупномасштабного разбиения и изменения масштаба определяет совокупность преобразований РГ $\{R_s, s \geq 1\}$, обладающих групповым свойством $R_s R_t = R_{st}$ (точнее, полугрупповым, т. к. для них не определено обратное преобразование). Окончательно преобразование R_s для РГ можно определить как преобразование $\mu \rightarrow R_s \mu$ в т. и. параметрическом или μ -пространстве, где каждая точка μ представляет собой набор параметров эфф. блочного гамильтониана, а совокупность преобразований $\{R_s\}$ — семейство иек-рых траекторий в нём. В общем случае размерность пространства $\{\mu\}$ превосходит размерность пространства параметров исходного явного гамильтониана (r_0, u, c) и растёт по мере роста числа преобразований РГ, однако обычно удаётся ограничиться подпространством основных (доминирующих) взаимодействий. Наиб. физ. интерес в методе РГ представляют неподвижные точки μ^* , инвариантные относительно преобразований симметрии R_s , т. е. обладающие свойством $R_s \mu^* = \mu^*$ при иек-ром конечном s (а следовательно, и в пределе $s \rightarrow \infty$). Для этих точек вводится понятие критической поверхности, для k -ой $\lim_{s \rightarrow \infty} R_s \mu = \mu^*$, так что с ростом s все её точки переходят в μ^* , а при достаточно больших s все точки $R_s \mu$ будут находиться достаточно близко к μ^* .

Основная физ. гипотеза, связывающая РГ с критич. явлениями (К. Вильсон, К. Г. Уилсон, 1971), состоит в том, что $\mu(T_c, 0)$ лежит на критич. поверхности неподвижной точки μ^* , т. е. $\lim_{s \rightarrow \infty} R_s \mu(T_c, 0) = \mu^*$, тогда как при $T \neq T_c$, $H \neq 0$ точка $\mu(T, H)$ не принадлежит критич. поверхности.

В окрестности μ^* оператор R_s может быть линеаризован след. образом: если $\mu = \mu^* + \delta\mu$ (где $\delta\mu$ в иек-ром смысле мало), то ур-ние $\mu' = R_s \mu$ можно записать в виде $\delta\mu' = R_s^* \delta\mu + O((\delta\mu)^2)$, где R_s^* — линеаризованная часть оператора R_s , для k -рой существует набор собственных векторов (ортов) $\{e_j\}$ и собственных значений $\{\rho_j(s)\}$, причём групповое свойство R_s обуславливает степенной вид зависимости $\rho_j(s) = s^{y_j}$ (y_j — критич. показатель, не зависящий от s). Тогда $\delta\mu = \sum_j t_j e_j$, $\delta\mu' = \sum_j t_j e_j$, где $t_j = t_j s^{y_j}$. Для произвольных точек μ вводится понятие масштабных полей $g_i(\mu)$, для k -рых $g_i(R_s \mu) = g_i(\mu) s^{y_i}$, в частности, при μ , близких к μ^* , имеем $g_i(\mu^* + \delta\mu) = t_i + O((\delta\mu)^2)$. Вблизи критич. точки гамильтониан \mathcal{H} можно представить в виде $\mathcal{H} = \mathcal{H}^* + \sum_i \chi_i \mathcal{O}_i + O(t_i^2)$, где масштабные переменные (или операторы) χ_i определяются как $\partial \mathcal{H} / \partial t_i$ (а в более общем случае — как сопряжённые к g_i операторы $\partial \mathcal{H} / \partial g_i$). Масштабные поля (и соответствующие им операторы) наз. существенными, если $y_i > 0$ (ρ_i возрастает с ростом s), несущественными, если $y_i < 0$

(ρ_i убывает с ростом s) и промежуточными, если $y_i = 0$ (ρ_i не зависит от s). Число существенных параметров возрастает с понижением размерности d ; кроме того, оно зависит от конкретного характера неподвижной точки μ^* [напр., вблизи гауссовской неподвижной точки (см. ниже) $r_0 = r_0 s^2$ существует при всех d , $u = u_0 s^{4-d}$ становится существенным при $d < 4$, $v = v_0 s^{6-2d}$ — при $d < 3$, а при $d=2$ возникает ещё ряд существенных параметров; параметр $c'=c$ является промежуточным при любых d]. Соответственно вдоль существенных «осей» e_j траектории «уходят» от точки μ^* , а вдоль несущественных — «подходят» (см., напр., рис. 2, 3) к ней (про-

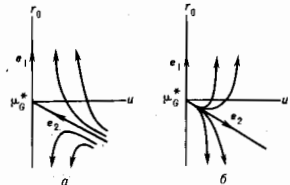


Рис. 2. Гауссова неподвижная точка μ^* со значениями параметров $r_0^* = u^* = 0$ и собственные векторы e_1, e_2 ; орты оператора R_s на плоскости двух параметров (r_0, u) . Линия тока и стрелки указывают направления движения $R_s \mu$ с ростом s : а — устойчивая точка ($d > 4$); б — неустойчивая точка ($-2 < d < 4$).

межточечный случай нуждается в дополнит. исследовании); совокупность ортов, соответствующих «сходящимся» траекториям, образует подпространство, наз. областью

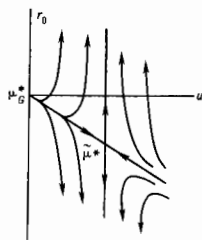


Рис. 3. Неустойчивая гауссова неподвижная точка μ^* и устойчивая нетривиальная неподвижная точка μ^* при $d < 4$ ($d=4-\epsilon, \epsilon > 0$).

притяжения μ^* и являющиеся частью критич. поверхности.

В окрестности μ^* действие преобразования РГ имеет вид

$$R_s \mu(T) \approx \mu^* + t_1(T) s^{y_1} e_1 + O(s^{y_2}) \approx \mu^* + s(t_1 \xi^{y_1}) e_1 + O(s^{y_2}), \quad (5)$$

где учтено, что t_i — гладкие ф-ции T , обращающиеся в нуль при $T = T_c$ и $h=0$, так что $t_1(T) = A t$, $t \equiv (T - T_c)/T_c$, и введены обозначения $\xi = A|t|^{-\nu}$, $\nu = 1/y_1 > 0$, а $y_2 < 0$ — наибольшее из всех $y_i \neq y_1$; при $h \neq 0$ вблизи T_c в правую часть (5) добавляется слагаемое $h s^{y_h} e_h$, причём обычно $y_h > 0$. Если кроме y_1 и y_h имеются ещё один или несколько существенных параметров, то неподвижная точка становится неустойчивой *поликритической точкой* (трикритической при одном дополнит. параметре, тетракритической при двух и т. д.). Неподвижная точка такого типа характеризуется т. и. кроссоверным показателем $\phi = y_1 \nu = y_1 / y_1$ (соответствующее слагаемое в (5) имеет вид $t_1 |t_1|^{-\phi}$ при $s = \xi = |t|^{-\nu}$), показываемым, насколько существенно параметр t_1 при данной величине t .

Одной из осн. задач в методе РГ является классификация и анализ устойчивости возможных неподвижных точек и нахождения связанных с ними критич. поверхностей, масштабных полей и их критич. показателей. С этой целью широко используются методы топологии и качественной

теории дифференциальных уравнений для траекторий в μ -пространстве [т. н. уравнений Каллана — Симанзика (С. G. Callan, K. Symanzik, 1970)], причём результаты удобно изображать с помощью «линий тока», указывающих направление движения разл. точек μ -пространства под действием преобразований R_ϵ .

Неподвижные точки, траектории и Э.-р. для модели Гинзбурга — Ландау. Наиб. простой, но практически важный случай применения метода РГ — модель Гинзбурга — Ландау, соответствующая случаю трехмерного параметрич. пространства $\mu = (r_0, u, c)$. При условии фиксированного значения c преобразование R_ϵ реализуется в нём посредством системы двух обыкновенных дифференц. уравн. в двухпараметрич. плоскости (r_0, u) в области малых значений r_0 и u и $\epsilon = 4 - d$:

$$\frac{dr_0}{d\ell} = 2r_0 + pu(1-r_0), \quad \frac{du}{d\ell} = \epsilon u - qu^2, \quad (6)$$

где $l \equiv \ln s$, $p = 16(n+2)$, $q = 16(n+8)$. неподвижные точки системы (6) могут быть найдены из условия $dr_0/d\ell = du/d\ell = 0$, а соответствующие пары критич. показателей $(y_1, y_2) = 0$ с помощью линеаризации этой системы вблизи неподвижных точек. Тривиальная, или гауссова, неподвижная точка μ^*_{ϵ} характеризуется значениями $r^*_{\epsilon} = u^*_{\epsilon} = 0$ и показателями $y_1 = 2$, $y_2 = \epsilon$; очевидно, μ^*_{ϵ} устойчива при $d > 4$ ($y_2 < 0$) и неустойчива при $d < 4$ ($y_2 > 0$) (рис. 2), причём при $d > 4$ роль критич. поверхности выполняет прямая, направленная вдоль орта e_2 , а при $d < 4$ у μ^*_{ϵ} вообще отсутствует критич. поверхность. В случае $d < 4$ ($\epsilon > 0$) устойчивой становится другая неподвижная точка — т. н. нестривильная $\tilde{\mu}^*_{\epsilon}$, характеризуемая значениями $\tilde{r}^*_{\epsilon} = -(p/2q)\epsilon < 0$ и $\tilde{u}^*_{\epsilon} = \epsilon/q$ и критич. показателями $y_1 = 2 - (p/q)\epsilon$, $y_2 = -\epsilon < 0$ (рис. 3); очевидно, что при $d > 4$ ($\epsilon < 0$) неподвижной точки $\tilde{\mu}^*_{\epsilon}$, хотя формально и существует, но соответствует значению $u < 0$ и потому не имеет физ. смысла.

В граничном случае $d = 4$ обе неподвижные точки μ^*_{ϵ} и $\tilde{\mu}^*_{\epsilon}$ сливаются в одну, двукратно вырожденную, причём степень особенности корреляц. ф-ций сменяются при этом на логарифмическую. Физ. смысл смены характера устойчивости точек μ^*_{ϵ} и $\tilde{\mu}^*_{\epsilon}$ при переходе через значение $d = 4$ состоит в том, что при $d > 4$ спиновые флуктуации слабо взаимодействуют друг с другом и критич. поведение описывается гауссовым приближением (эквивалентным *средне-поле приближению*), в к-ром осн. роль играет градиентное слагаемое $c \neq 0$, соответствующее сильному взаимодействию соседних спиновых блоков. Однако при $d < 4$ влияние этих флуктуаций становится существенным и влиятельной u , в принципе, нельзя пренебрегать, однако учитывать вклад соответствующего слагаемого в критич. свойства возможно лишь приближённо.

Построение Э.-р. для критич. показателей вблизи нестривильной неподвижной точки $\tilde{\mu}^*_{\epsilon}$ при $d < 4$ [К. Вильсон, М. Фишер (K. G. Wilson, M. E. Fisher), 1972] в виде степенного ряда по ϵ становится возможным благодаря тому, что $u^* = 0(\epsilon)$, и для вычисления свободной энергии и корреляционных ф-ций может быть использована *термодинамическая теория возмущений*, в к-рой в качестве гамильтониана возмущения рассматривается входящее в правую часть (3) или (4) слагаемое, пропорциональное u и содержащее ϵ^4 .

При построении Э.-р. с помощью формально расходящихся рядов теории возмущений используется хорошо разработанный аналог метода *Фейнмана диаграмм* для спиновых операторов. Так, напр., согласно ур-нию Дайсона, корреляц. ф-ция $G(k) = \langle \sigma(k) \sigma(-k) \rangle$ имеет вид $G^{-1}(k) = G_0^{-1}(k) + \Sigma(k)$, где $G_0(k) = \langle \sigma(k) \sigma(-k) \rangle$ корреляц. ф-ция в отсутствие взаимодействия ($\mu = 0$); в критич. точке $\tau = 0$, $G_0^{-1}(k) \sim k^{-2}$, а массовый оператор $\Sigma(k)$ в низших порядках по взаимодействию может быть разложен по степеням $\ln k$. С др. стороны, согласно результатам анализа по методу РГ, вблизи критич. точки $G(k) \sim k^{-2+\nu}(1+O(k^{-\nu}))$, и для нахождения $\nu = O(\epsilon^2)$ возникает задача отделения «существенных» слагаемых, содержащих \ln в разложении $G(k)$ по степеням $\ln k$ при $k \rightarrow 0$,

$$k^{-\nu} = e^{-\nu \ln k} = 1 + \nu \ln k + \frac{\nu^2}{2!} (\ln k)^2 + \dots \quad (7)$$

от «несущественных», возникающих благодаря наличию несущей переменной τ с малым показателем $\nu_2 = O(\epsilon)$; для этого необходимо подобрать спец. вид ф-ции $u(\epsilon)$ (обычно такой, чтобы обратить τ_2 в нуль). Очевидно, от выбора $u(\epsilon)$, равно как и от величины и способа введения параметра обрезания Λ , согласно гипотезе универсальности, не должен зависеть окончательный результат; описанная процедура наз. *исключением мелкого переходного процесса или расширением критич. области* (Вильсон, 1971).

Родственными Э.-р. в квантовой статистик. физике являются также разложения на малых расстояниях и на стеновом конусе для произведений локальных токов в КТП. Напр., произведения двух локальных токов $J(x+\lambda)$ и $J(x-\lambda)$ при малых пространственно-временных векторах λ ведут себя след. образом:

$$J(x+\lambda)J(x-\lambda) = \sum_i K_i(\lambda) J_i(x) + Q(\lambda, x).$$

Здесь $K_i(\lambda)$ — сингулярные c -числовые коэффициенты; $J_i(x)$ — *искрывные* новые локальные токи, а член $Q(\lambda, x)$ несингулярен в точке $\lambda = 0$. Такого рода разложения позволяют исследовать асимптотич. коэффициенты $K_i(\lambda)$ при $\lambda \rightarrow 0$ методами РГ. В частности, именно таким образом строится описание глубоко-неупругого рассеяния в квантовой хромодинамике (Вильсон, 1969).

Метод РГ для критич. явлений, в том числе Э.-р., до настоящего времени не имеет вполне надёжного матем. обоснования, а также к-л. однозначной реализации. Существует ряд подходов, основанных на использовании теории возмущений, рекуррентных ф-л. дифференц. ур-ний и т. п., каждый из к-рых обладает своими преимуществами и недостатками. Однако в целом метод РГ наив. предпочтителен для анализа критич. явлений, т. к. в отличие от прямых методов вычисления статистич. суммы и корреляц. ф-ций преобразования РГ действуют в пространстве несингулярных величин и предоставляют широкие возможности для построения аппроксимаций, в т. ч. прямых численных расчётов с использованием ЭВМ.

Литт. Вильсон К., Коутз Дж. Реформализационная группа и ϵ -разложение, пер. с англ., М., 1975; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 147; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Pfeuty P., Thouless G., in: Introduction to the renormalization group and to the critical phenomena, L.—N. Y., 1977; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; Истомов Ю. А., Скрабин Ю. Н., Статистическая механика магнитноупорядоченных систем, М., 1987. Ю. Г. Рудой.

ЭРБИЙ (лат. Erbium), Er — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 68, ат. масса 167,26; относится к *лантаноидам*. В природе представлен 6 стабильными изотопами: ^{162}Er (0,14%), ^{164}Er (1,61%), ^{166}Er (33,6%), ^{167}Er (22,95%), ^{168}Er (26,8%), ^{170}Er (14,9%). Электронная конфигурация внешних оболочек $4s^2 2p^6 3d^{10} 4p^6 4d^9 5s^2 6s^2$. Энергии последоват. ионизаций 6,10; 11,93; 22,7; 42,7 эВ. Радиус атома Er 175 пм, иона Er^{3+} 85 пм. Значение электроотрицательности 1,3. Работа выхода электрона 3,12 эВ.

Серебристый металл с гексагональной плотнейшей атомной кристаллич. структурой, параметры решётки $a = 356$ пм, $c = 559,5$ пм, $t_{\text{пл}} = 1522^\circ\text{C}$, $t_{\text{кип}} = 2857^\circ\text{C}$ (по др. данным, 2510°C), плотн. 9,04 г/см 3 , уд. теплоёмкость $c_p = 28,08$ Дж/(моль·К), уд. теплота плавления 19,90 кДж/моль. Характеристич. темп.-ра Дебая $\theta_D = 163$ К. Ферромагнетик, магн. восприимчивость $\chi = 263 \cdot 10^{-9}$ (при комнатной темп.-ре), точка Кюри 19,6 К. Уд. элетрич. сопротивление 0,85 мОм·м (при 20°C), температурный коэф. линейного расширения ко. 12·10 $^{-6}$ К $^{-1}$. Пластичен, при комнатной темп.-ре возможны обжатия более чем на 20%. Тв. по Бриллюэну Э. чистой 98,2% — 382,9 МПа, чистой 99,6% — 490,5 МПа. Модуль продольной упругости 73,4 ГПа (при 20°C), модуль сдвига 29,6 ГПа (при 20°C).

Проявляет степень окисления +3. Э.—компонент магн. сплавов, входит в состав нек-рых ферритов, снед, стёкол. В качестве радиоакт. индикатора наиб. удобен β⁻-радиоактивный ¹⁶⁹Er ($T_{1/2}=9,3$ сут). С. С. Берносов.

ЭРГ (эрг, erg, от греч. ἔργον—работа)—единица работы и энергии в СГС системе единиц. 1 эрг равен работе, совершаемой при перемещении точки приложения силы, равной 1 дин, на расстояние 1 см в направлении действия силы. 1 эрг = 10⁻⁷ Дж = 1,02 · 10⁻⁸ кгс · м = 2,39 · 10⁻⁸ кал = = 2,78 · 10⁻¹⁴ кВт · ч.

ЭРГОДИЧЕСКАЯ ГИПОТЕЗА в статистической физике—предположение, что средние по времени значения физ. величин, характеризующих систему, равны их средним статистическим. Предложена Л. Больцманом в 1887 для обоснования статистической физики.

В классич. статистич. физике равновесных систем Э. г. основана на предположении, что средние по времени от фазовых переменных (ф-ций, зависящих от координат q и импульсов p всех частиц, замкнутой и энергетически изолированной системы), взятые вдоль траектории движения системы в фазовом пространстве, равны средним статистическим по равномерному распределению фазовых точек в тонком (в пределе—бесконечно тонком) слое вблизи поверхности постоянной энергии. В квантовой статистич. физике Э. г. есть предположение, что все энергетич. состояния в тонком слое вблизи поверхности постоянной энергии равновероятны. Э. г. эквивалентна, т. о., предположению, что замкнутая система (как классическая, так и квантовая) может быть описана микроканоническим распределением Гиббса. Напр., для классических замкнутых систем из N частиц T Гамильтона функцией $H_N(p, q)$ в объёме V почти всегда существуют средние по времени от функции фазовых переменных $F(p(t), q(t))$

$$\bar{F} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T F(p(t), q(t)) dt,$$

где эволюция $p(t), q(t)$ во времени определяется из решения ур-ний Гамильтона. Согласно Э. г.,

$$\bar{F} = \langle F \rangle_{\text{м.к.}} = \int F(p, q) f_{\text{м.к.}}(p, q) d\Gamma_N,$$

где $d\Gamma_N = dpdq/N!h^{3N}$ —элемент фазового объёма в безразмерных переменных; $f_{\text{м.к.}}(p, q)$ —микроканонич. распределение, имеющее вид

$$f_{\text{м.к.}}(p, q) = \begin{cases} W(\delta, N, V) & \text{при } \delta \leq H_N(p, q) \leq \delta + \Delta\delta, \\ 0 & \text{вне этого слоя} \end{cases}$$

(интегрирование проводится по всем «микроскопическим» состояниям системы, энергия к-рых лежит в слое энергии шириной $\Delta\delta$); $W(\delta, N, V) = \int_{\delta}^{\delta+\Delta\delta} dN$ —статистический вес, связанный с энтропией S соотношением $S = k \ln W$.

Делались попытки обоснования Э. г. с помощью исследования свойств фазовых траекторий замкнутых изолированных механич. систем из большого числа частиц. Были доказаны эргодические теоремы (см. Эргодическая теория), к-рые сводили Э. г. к предположению о спешивши, свойстве фазового пространства (его метрической неразложимости). Однако для обоснования статистич. физики эти теоремы не являются необходимыми, т. к. фазовые траектории чрезвычайно чувствительны к малым возмущениям (см. Размешивание). В частности, они очень чувствительны к малейшему нарушению изоляции или замкнутости системы. Аналогичным свойством чувствительности квантовых состояний к малым возмущениям обладают и квантовые системы. Д. Н. Зубарев.

ЭРГОДИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Содержание:

Введение	625
Проблема инвариантной меры	626
Классические эргодические теоремы и проблема эргодичности	626

Мультипликативная эргодическая теорема и характеристические показатели	627
Э. т. и теория вероятностей	628
Стохастичность динамических систем	628
Секстр динамической системы	629
Энтропийная теория динамических систем	630
Символическая динамика	631
Гиперболические системы	631
Динамические системы билиардного типа	633
Одномерные динамические системы	634
Случайные динамические системы	635
Э. т. и классическая статистическая физика	635
Некоммутативная Э. т.	636

Введение

Э. т. (метрическая теория динамических систем)—раздел теории динамических систем, изучающий их статистич. свойства. Возникновение Э. т. (1-я треть 20 в.) было стимулировано попытками доказать эргодическую гипотезу (термин введён П. и Т. Эрфенштама, Р. и Т. Эрфенстел), предложенную в кон. 19 в. Л. Больцманом для обоснования статистич. физики.

В Э. т. осн. объект исследования—динамика система (ДС), понимаемая как группа (или полугруппа) преобразования нек-рого пространства с мерой, сохраняющая эту меру. В применении к консервативным ДС, описываемым дифференц. ур-ниями, речь идёт о семействе сдвигов вдоль фазовых траекторий, а роль сохраняющейся (инвариантной) меры играет фазовый объём. В общем случае пространство с мерой—это тройка (X, \mathcal{A}, μ) , в к-рой X —произвольно множество с выделенным семейством \mathcal{A} его подмножеств (σ-алгебра) измеримых подмножеств, содержащим само X в качестве одного из элементов и замкнутым относительно теоретико-множественных операций (объединения и пересечения конечного или счётного числа множеств и перехода от любого множества к его дополнению). Мера μ —это неотрицательная функция, заданная на \mathcal{A} и обладающая свойством счётной аддитивности: если A_1, A_2, \dots —множества из \mathcal{A} , к-рые попарно не пересекаются, то мера их объединения равна сумме мер. Если $\mu(X) < \infty$, то μ можно нормировать, поделив на $\mu(X)$, и считать (X, \mathcal{A}, μ) вероятностным пространством (см. Вероятностная теория). Для ДС, отвечающей гамильтоновой системе дифференциальных ур-ний, в качестве X можно взять любую гиперповерхность постоянной энергии, а в качестве μ —меру, индуцированную на этой гиперповерхности фазовым объёмом. Всюду в дальнейшем предполагается, что рассматриваемые ДС определены на вероятностном пространстве.

В большинстве случаев преобразования, входящие в ДС, образуют однопараметрич. группу $\{T^t\}$. Параметр t , интерпретируемый как время, обычно принимает любые действительные или только целые значения. В первом случае говорят о ДС с непрерывным временем (потоке), во втором—о ДС с дискретным временем (каскад). Иногда t принимает лишь неотрицат. значения и $\{T^t\}$ является не группой, а полугруппой преобразований. (В этом случае иногда употребляют термины «полупоток» и «полукаскад».) Групповое свойство системы $\{T^t\}$ выражается тождеством $T^t T^s = T^{t+s}$, справедливым для любого $x \in X$ и любых двух значений параметра. Следствие группового свойства каскад $\{T^t\}$ полностью определяется преобразованием $T = T^1$ и часто отождествляется с ним. Инвариантность меры μ означает, что для любого множества $A \in \mathcal{A}$ и любого $t \geq 0$ выполняется равенство $\mu(T^{-t}A) = \mu(A)$, где $T^{-t}A = (T^t)^{-1}A = \{x \in X: T^t x \in A\}$ —полный прообраз множества A при отображении T^t .

Следует отметить, что нек-рые ситуации, изучаемые в Э. т., не охватываются изложенной схемой. Это, в частности, относится к «некоммутативной эргодич. теории», связанной с квантовой физикой (см. ниже), и к тем задачам, в к-рых инвариантная мера не задана с самого начала, а может принадлежать нек-рому классу мер или выбирается из этого класса на основе тех или иных общих принципов. Кроме того, начиная с 70-х гг. в Э. т. постоянно

рассёт интерес к ДС в к-рых временной параметр t изображает не одномерное пространство R^1 (или решётку Z^1), а пространство R^n (решётку Z^n) или группу ещё более общего вида. Такие системы находят, в частности, применение в статистич. физике. На них перенесена значит. часть «одномерной» Э. т., но с ними связан и ряд новых проблем.

Простейшими примерами ДС могут служить каскад и поток, определяемые одной и той же флорой $T^1x = Fr(x + \alpha t)$, где x — точка n -мерного единичного куба $X = K^n = [0, 1]^n$, $n > 1$; α — векторный параметр, а $Fr(x + \alpha t) = x + \alpha t - [x + \alpha t]$ — вектор, состоящий из дробных частей компонент вектора $x + \alpha t$ (из каждой компоненты $x_i + \alpha_i t$ вычтена её целая часть $[x_i + \alpha_i t]$). В качестве инвариантной меры берётся n -мерный объём (мера Лебега). Отождествляя K^n с n -мерным тором (при $n=1$ — окружностью), говорят, что ДС порождена сдвигами на торе (поворотами окружности). Траектории этой системы образуют обмотку тора (рис. 1, на x -ром $n=2$), причём

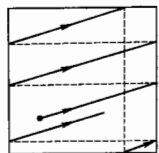


Рис. 1. Отрезок траектории обмотки двумерного тора.

либо все траектории замкнуты, либо все не замкнуты. Такая ДС возникает на каждом из инвариантных торов, на к-рые разбивается фазовое пространство гамильтоновой системы в случае, когда она вполне интегрируема.

Другая ДС (каскад) $\{T^1\}$ с тем же фазовым пространством определяется флорой $T^1x = Fr(Ax)$, где A — произвольная квадратная матрица n -го порядка с целочисленными элементами и определителем, равным ± 1 (условия, наложенные на A , гарантируют взаимную однозначность T^1 и инвариантность меры Лебега). Преобразование T^1 наз. автоморфизмом тора.

Ещё один пример: преобразование единичного квадрата $X = \{(x_1, x_2) : 0 \leq x_1, x_2 \leq 1\}$ с мерой Лебега, к-рое можно задать равенством

$$T(x_1, x_2) = \begin{cases} (2x_1, x_2/2), & x_1 \leq 1/2, \\ (2x_1 - 1, x_2/2 + 1/2), & x_1 > 1/2. \end{cases}$$

Его наз. преобразованием пекаря, что объясняется след. наглядной аналогией (рис. 2): прямоугольник

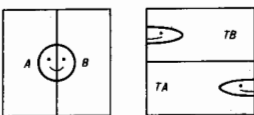


Рис. 2. Действие преобразования пекаря на левую и правую половины квадрата.

$A = \{(x_1, x_2) : 0 \leq x_1 \leq 1/2, 0 \leq x_2 \leq 1\}$ (левая половина первоначального куска теста) вдвое сжимается в вертикальном направлении и вдвое растягивается (раскалывается) в горизонтальном. В результате его принимает вид TA . То же самое происходит и с прямоугольником B , но его нужно ещё сдвинуть, чтобы получить TB . Дальнейшие примеры ДС см. в последующих разделах статьи.

В Э. т. важную роль играет понятие изоморфизма ДС. Системы $\{T_1^1\}$ и $\{T_2^1\}$ изоморфны, если между их фазовыми пространствами (из k -рых, быть может, предварительно выброшено по множеству нулевой меры) можно установить взаимно-однозначное соответствие, сохра-

няющее структуру этих пространств, т. е. первоначальные измеримые множества в измеримых множества той же меры, а каждое преобразование T_1^1 — в преобразованное T_2^1 . Изоморфизм сохраняет все свойства ДС, существенные для Э. т., и с общей точки зрения изоморфные системы следует считать лишь разл. представлениями одного и того же объекта.

В «общей» Э. т. можно выделить ряд направлений, занимающихся изучением тех или иных свойств ДС. Так, спектральная теория ДС применяет методы функционального анализа для изучения семейства линейных операторов $\{U^t\}$, порождённого ДС. Эти операторы действуют по флде $(U^t f)(x) = f(T^t x)$ в гильбертовом пространстве $L^2 = L^2(X, \mathcal{A}, \mu)$, состоящим из комплекснозначных функций $f(x)$, $x \in X$, с интегрируемым по мере μ квадратом модуля. Другое направление — энтронийная теория ДС — основано на тесной связи Э. т. с теорией вероятностей и на применении теоретико-вероятностных и теоретико-информат. идей. В «прикладной» Э. т. существуют разделы, в к-рых по нреимуществу изучаются ДС, возникающие в теории вероятностей, дифференц. геометрии, теории чисел, статистич. физике и др. областях математики и физики (впрочем, мн. системы имеют «смешанное» происхождение, а вследствие изоморфизма само представление о происхождении ДС становится весьма условным).

Проблема инвариантной меры

В приведённом выше определении ДС инвариантная мера играет не меньшую роль, чем сама группа преобразований: замена меры может резко изменить свойства системы. Если задано лишь некое семейство преобразований пространства X , то возникает вопрос о существовании хотя бы одной, прежде всего вероятностной, инвариантной меры. Иногда он решается относительно просто. Так, по теореме Крылова — Боголюбова всякое непрерывное преобразование компактного метрич. пространства обладает вероятностной инвариантной мерой, а по Пуанкаре теореме мера Лебега (фазовой объём) инвариантна относительно любой гамильтоновой системы (хотя, в последнем случае мера всего пространства бесконечна, на гиперповерхности постоянной энергии может индуцироваться конечная мера). Иногда вероятностная инвариантная мера единственна. Это имеет место, напр., для каскада, порождённого поворотом окружности: $T^1x = Fr(x + \alpha)$, где α — иррациональное число. В др. случаях существует бесконечно много инвариантных вероятностных мер. Одна из проблем Э. т. — изучение инвариантных мер, принадлежащих какому-либо заранее выбранному классу. Пример такого класса — все инвариантные меры с фиксиров. совокупностью множеств меры 0 (такой же, как у заданной, ие обязательно инвариантной меры); другой пример — инвариантные меры, удовлетворяющие вариационному принципу (см. ниже).

Классические эргодические теоремы и проблема эргодичности

Эргодич. теоремы описывают поведение временных средних физ. величин, т. е. ф-ций, определённых на фазовом пространстве (X, \mathcal{A}, μ) ДС. Для каскада $\{T^1\}$ временное среднее A_t ф-ции $f(x)$, $x \in X$, на отрезке времени $[0, t]$ определяется равенством

$$(A_t f)(x) = t^{-1} \sum_{s=0}^{t-1} f(T^s x),$$

а для потока

$$(A_t f)(x) = t^{-1} \int_0^t f(T^s x) ds.$$

Если f — индикатор пек-рого множества F , т. е. $f(x) = 1$ при $x \in F$ и $f(x) = 0$ при $x \notin F$, то $(A_t f)(x)$ есть не что иное, как доля времени, проведённого траекторией точки x в множестве F .

Первые эргодич. теоремы были доказаны в нач. 30-х гг. Дж. фон Нейманом (J. von Neumann) и Дж. Биркгофом (G. Birkhoff); наз. они соответственно статистической и индивидуальной эргодич. теоремами. Теорема фон Неймана утверждает, что если квадрат модуля ф-ции f интегрируем по мере μ , то $A_t f$ при $t \rightarrow \infty$ сходится в среднем квадратическом к нек-рой ф-ции f^* , т. е.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int (A_t f(x) - f^*(x))^2 \mu(dx) = 0.$$

Согласно теореме Биркгофа (в формулировке, найденной А. Я. Хинчиным, — отсюда часто употребляемое наименование: теорема Биркгофа — Хинчина), для ф-ции f , модуль k -рой интегрируем, имеет место сходимость $(A_t f)(x) - f^*(x)$ при всех x вне нек-рого множества нулевой меры (в этом случае говорят: при μ -почти всех x , или μ -почти всюду). Если временной параметр t принимает как положительные, так и отрицат. значения, то в обеих эргодич. теоремах можно в качестве A_t брать среднее по отрезку $[-t, 0]$ или по симметричному отрезку $[-t, t]$ (а также по нек-рым отрезкам, зависящим от t более сложным образом), получая при $t \rightarrow \infty$ тот же предел f^* .

Т. о., эргодич. теоремы позволяют говорить о предельных временных средних или о временных средних по бесконечному отрезку времени. Существование последних — признак нек-рой регулярности в поведении траектории ДС, но эта регулярность связана с усреднением, а потому носит лишь статистич. характер. Что касается предельного временного среднего, то его можно охарактеризовать в «геом.» терминах, не прибегая к помощи усреднения. Здесь ключевую роль играет понятие инвариантной ф-нкции. Так называются ф-ции, постоянные вдоль траекторий почти всех точек фазового пространства. Множества, индикаторы k -рых инвариантны, наз. инвариантными множествами. В пространстве L^2 инвариантные ф-ции образуют линейное подпространство, и предельное временное среднее f^* любой ф-ции $f \in L^2$ совпадает с её ортогональной проекцией на это подпространство. Аналогичным образом можно охарактеризовать f^* и в том случае, когда f имеет лишь интегрируемый модуль, т. е. принадлежит пространству L^1 .

Существует многочисленных обобщения классич. эргодич. теорем. Одно из них касается ДС с многомерным временным параметром. Если, в частности, t пробегает d -мерное пространство R^d , $d > 1$ (система с непрерывным «временем»), или множество действительных векторов этого пространства (система с дискретным «временем»), то временное среднее по отрезку заменяется средним по соответствующему d -мерному кубу и эргодич. теоремы фон Неймана и Биркгофа остаются справедливыми.

Особый интерес представляет ситуация, когда не существует никаких инвариантных ф-ций, кроме постоянных (почти всюду), или, что то же самое, когда любое инвариантное множество тривиально в том смысле, что либо оно само, либо его дополнение имеет нулевую меру (такое свойство наз. эргодичностью). ДС с этим свойством наз. эргодической (иногда также — метрически транзитивной или метрически иррациональной). В случае эргодич. системы всякое предельное временное среднее представляет собой константу, равную пространственному среднему $\int f d\mu$. Т. о., гипотеза Больцмана о равенстве временных и пространственных средних физ. величин сводится к предположению об эргодичности ДС, описывающей движение по гиперповерхности постоянной энергии. Если на фазовом пространстве ДС определена не только мера, но и метрика (т. е. задано расстояние между любыми двумя точками), причём любой шар имеет положительную меру, то из эргодичности следует, что каждая траектория всюду плотна, т. е. проходит произвольно близко от любой точки («квазиэргодичность»). Обратное, вообще говоря, неверно. Достоинство эргодичности конкретной ДС нередко оказывается весьма трудной зада-

чей, однако общая теория неэргодич. ДС в известном смысле сводится к теории эргодич. систем. Т. к. всякая ДС может быть разложена на эргодич. компоненты.

Мультипликативная эргодическая теория и характеристические показатели

Особое место среди эргодич. теорем занимает мультипликативная эргодическая теорема В. И. Оселеда (1968), играющая важную роль в приложениях Э. Т. как и классич. эргодич. теоремы, она описывает поведение ф-ций, заданных на фазовом пространстве ДС, вдоль типичных траекторий. Однако на этот раз речь идёт не о скалярных, а о матричных ф-циях, значения k -рых вдоль траектории не складываются, а перемножаются. Если на фазовом пространстве (X, \mathcal{M}, μ) скакала $\{T^t\}$ задана измеримая ф-ция M со значениями в множестве квадратных матриц k -го порядка, то для любого $x \in X$ и любого целого $t \geq 0$ естественно рассмотреть произведение $M_t(x) = M(x)M(T^1 x) \dots M(T^{t-1} x)$. Аналогом индивидуальной эргодич. теоремы служит утверждение, что при условии

$$\int \log^+ \|M(x)\| \mu(dx) < \infty$$

(\log^+ означает, что отрицат. значения \log заменяются нулём), запрещающем норме матрицы $M(x)$ при слишком многих x принимать большие значения, для μ -почти всех $x \in X$ существует предел

$$\lim_{t \rightarrow \infty} (M_t^*(x) M_t(x))^{1/t} = \Lambda(x)$$

(здесь M^* — транспонирован. матрица). Структура спектра матрицы $\Lambda(x)$ определяет поведение разл. k -мерных векторов под действием M_t при больших t . Так как $\Lambda(x)$ — симметричная и неотрицательно определённая матрица, все её собственные числа неотрицательны, и, взяв из них только попарно различные, можно расположить их в порядке возрастания: $0 < \lambda_1(x) < \dots < \lambda_N(x)$ (N , вообще говоря, зависит от x). Возрастающую цепочку образуют и подпространства $E_0(x) \dots E_N(x)$ пространства R^N , где $E_0(x)$ состоит из одного нулевого вектора, а $E_i(x)$ при $1 \leq i \leq N$ натянуто на все собственные векторы матрицы $\Lambda(x)$ с собственными значениями $\lambda_1(x) \dots \lambda_i(x)$ (очевидно, что $E_N = R^N$). Если вектор $u \in R^N$ лежит в пространстве E_i при $i \geq 1$, но не лежит в E_{i-1} , то выполняется соотношение

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \log \|M_t(x)u\| = \log \lambda_i(x). \quad (1)$$

Числа $\chi_i(x) = \log \lambda_i(x) \in R^+$ характеристическими показателями. Т. к. $E_N = R^N$, равенство (1) означает, что каждый вектор $u \in R^N$, эволюционирующий под действием M_t , имеет точный характеристич. показатель, совпадающий с одним из $\chi_i(x)$. Собственные числа $\lambda_i(x)$, и, следовательно, $\chi_i(x)$ описывают также эволюцию n -мерных объёмов $V_n(A)$ множества $A \in E_n$ ($n = 1, \dots, N$): для любого $t > 0$ имеет место равенство

$$V_n(M_t(A)) = V_n(A) (\lambda_1(x) \dots \lambda_n(x))^{t + \delta(t)},$$

где $\delta(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Поэтому произведение $\lambda_1(x) \dots \lambda_n(x)$ можно считать асимптотич. коэф. растяжения n -мерного объёма в пространстве E_n . Как сами $\lambda_i(x)$, так и их кратности $m_i(x)$ — инвариантные ф-ции, поэтому в эргодич. случае все они μ -почти всюду постоянны. Для ДС с непрерывным временем имеет место аналогичная картина, только в этом случае исходным объектом является не $M_t(x)$, а матричнозначная ф-ция двух переменных $M_t(x)$, аналогичная введённой выше системе произведений и удовлетворяющая тождеству $M_{t+s}(x) = M_t(T^s x) M_s(x)$ (такая ф-ция наз. мультипликативным кошиком над $\{T^t\}$). Мультипликативную эргодич. теорему часто применяют в ситуации, когда ДС $\{T^t\}$ определяется системой нелинейных дифференциальных или разностных ур-ний, а матрица $M_t(x)$ отвечает сдвигу на время t вдоль решений лине-

аризов. системы. В этом случае характерист. показатели $\chi_i(x)$ (называемые также показателями Ляпунова) непосредственно связаны с характером устойчивости траектории (устойчивости движения): если вектор u определяется точкой x и бесконечно близкой к ней точкой x' , то положительность χ_i означает, что под действием T^t точки x и x' при $t \rightarrow \infty$ удаляются друг от друга с экспоненциальной скоростью, а отрицательность показателя говорит об их экспоненциальном сближении (о связи показателей Ляпунова с энтропией см. ниже).

Э. т. и теория вероятностей

Связь между этими двумя областями можно описать след. образом. Всякий стационарный в узком смысле случайный процесс (см. *Стационарный случайный процесс*) индуцирует в пространстве своих реализаций [т. е. функций $x(s)$ временного параметра s] вероятностную меру, инвариантную относительно сдвига S^t , определяемого при каждом s соотношением $(S^t x)(s) = x(s+t)$. Семейство сдвигов $\{S^t\}$ задаёт ДС. Если множество значений процесса конечно или счётно, такая система наз. символической (обычно этот термин употребляется в случае дискретного времени; см. ниже). Возможен и обратный переход от произвольной ДС к стационарному случайному процессу. Действительно, ДС $\{T^t\}$ с фазовым пространством (X, \mathcal{A}, μ) и произвольная измеримая функция f , определённая на X , порождает систему ф-ций $\{f_t\}$, где $f_t(x) = f(T^t x)$, $x \in X$, k -рая представляет собой стационарный в узком смысле случайный процесс. Семейство сдвигов $\{S^t\}$ в пространстве реализаций этого процесса задаёт символ. ДС, называемую факторсистемой ДС $\{T^t\}$. Переход к факторсистеме можно рассматривать как нек-рое округление детальной картины движения, приводящее, вообще говоря, к потере информации. Совершенство факторсистем полностью характеризует систему $\{T^t\}$. В эргодич. случае всегда существует такая ф-ция f , принимающая лишь конечное или счётное число значений, что построенная по ней факторсистема изоморфна исходной ДС. Следовательно, для этой факторсистемы потери информации не происходит и она одна полностью характеризует систему $\{T^t\}$. Раздел теории вероятностей, занимающийся стационарными в узком смысле случайными процессами, является одновременно и частью Э. т. Имеются, однако, нек-рые различия в подходе этих двух теорий к их общему предмету исследования: теория вероятностей в большей степени интересуется свойствами индивидуального процесса, а Э. т. — общими свойствами процессов, получаемых из дуппо ДС.

Стохастичность динамических систем

Статистич. закономерности в поведении ДС проявляются при их наблюдении на больших интервалах времени. Уже одно наличие инвариантной меры μ служит причиной нек-рых из этих закономерностей. Так, траектории μ -почти всех точек произвольного измеримого множества возвращаются в это множество при как угодно больших значениях t (*Пуанкаре теорема*). Разные точки могут возвращаться в разные моменты времени, а ср. время до первого возвращения в множество A обратно пропорционально $\mu(A)$ и, следовательно, очень велико для множеств малой меры. Этот факт придаёт строгость объяснению известного парадокса Э. Цермело, данному Большим в кон. 19 в. в ходе возникшей тогда дискуссии о необратимости в статистич. физике.

Другое следствие инвариантности меры — существование для любого измеримого множества A асимптотич. частоты его посещения типичной траекторией динамич. системы. Эта частота есть временное среднее индикатора множества A , в эргодич. случае оно равно $\mu(A)$.

Эргодичность каскада (или полукаскада) $\{T^t\}$ равносильна справедливости для любых ф-ций $f, g \in L^2$ соотношения

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \sum_{s=0}^{t-1} \left(\int_X f(x)g(T^s x) \mu(dx) - \int_X f(x)\mu(dx) \int_X g(x)\mu(dx) \right) = 0, \quad (2)$$

к-рое означает, что предельное временное среднее взаимной ковариационной функции стационарных процессов f_t и g_t , полученных из ф-ций f и g с помощью ДС, равно нулю (в случае нотога эта интерпретация сохраняется). Замена в (2) ковариационной ф-ции её абс. величиной приводит к свойству более сильному, чем эргодичность, — слабому перемешиванию. Ещё более сильное свойство — стремление к нулю при $t \rightarrow \infty$ самой взаимной ковариационной ф-ции, т. е. равенство

$$\lim_{t \rightarrow 0} \left(\int_X f(x)g(T^t x) \mu(dx) - \int_X f(x)\mu(dx) \int_X g(x)\mu(dx) \right) = 0 \quad (3)$$

(если t принимает и отрицат. значения, то можно заменить t на $-t$). ДС со свойством (3) наз. перемешивающими (см. также *Размешивание*). Представив фазовое пространство X в виде ограниченной части плоскости с обычной площадью (мерой Лебега) в роли инвариантной меры μ , можно получить следующее наглядное представление об эволюции множеств под действием перемешивающей ДС. Разобьём X на конечное число областей A_1, A_2, \dots, A_k , диаметры k -рых не превосходят нек-рого достаточно малого $\epsilon > 0$, и возьмём в качестве g в (3) индикатор произвольного множества B , напр. круга, изображённого на рис. 3, а в качестве f будем последовательно брать ин-

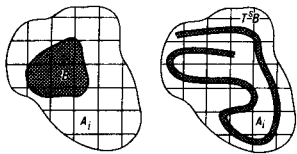


Рис. 3. Под действием перемешивающей системы образ множества B (т. е. $T^s B$) с течением времени всё более равномерно заполняет фазовое пространство.

дикаторы множеств A_1, \dots, A_k . Тогда (3) при $s = -t > 0$ примет вид

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\mu(A_i \cap T^s B)}{\mu(A_i)} = \mu(B), \quad i = 1, \dots, k.$$

Отсюда видно, что при больших s точки множества $T^s B$ занимают почти одну и ту же долю площади каждого A_i . Поэтому можно сказать, что множество $T^s B$ при $s \rightarrow \infty$ равномерно распределяется по ячейкам A_i или что с точностью до ϵ оно равномерно распределяется по пространству X . Конечно, момент времени, начиная с k -рого достигается заданная степень равномерности, может неограниченно расти с уменьшением ϵ . При этом надо учесть, что площадь $T^s B$ не зависит от s и равна площади B . Следовательно, $T^s B$ должно иметь весьма причудливую форму, напр. (в простейшем варианте) быть похожим на узкую, длинную и извилистую полосу, с ростом s всё более и более равномерно распределяющуюся по фазовому пространству.

Для перемешивающих ДС имеет место сходимост к «равновесию» нек-рых «неравносисых» мер, определённых на фазовом пространстве. Речь идёт о мерах ν , k -рые можно задать плотностью относительно инвариантной меры μ . Преобразование T^t , применённое к мере ν , превращает её в меру ν_t , определяемую соотношением $\nu_t(A) = \nu(T^{-t} A)$, $A \in \mathcal{A}$. Если система перемешивает, то $\nu_t(A) \rightarrow \mu(A)$ при $t \rightarrow \infty$ для любого $A \in \mathcal{A}$, т. е. под действием динамики любая мера ν из указанного класса сходится к инвариантной мере μ .

Нек-рые ДС обладают гораздо более сильными свойствами стохастичности, чем перемешивания. Эти свойства можно описать с помощью того же соотношения (3), потребовав на этот раз, чтобы предельный переход был равномерным по тому или иному классу ф-ций. Одно из наиболее сильных свойств указанного типа, называемое К-свойством (в честь А. Н. Колмогорова, к-рый впервые рассмотрел его в кон. 1950-х гг.), допускает неск. эквивалентных формулировок. Одна из них состоит в следующем. Пусть $\{T^t\}$ — каскад или поток, $f(x), x \in X$, — ф-ция с конечным числом значений и $\{f_n, -\infty < n < \infty\}$ — порождённый ею стационарный случайный процесс. Для любого $L^2(X, \mathcal{A}, \mu)$ рассмотрим подпространство H_t пространства $L^2(X, \mathcal{A}, \mu)$, определяемое поведением этого процесса до момента s . Оно состоит из ф-ций вида $f(f_{s_1}, \dots, f_{s_n})$, $t_1, \dots, t_n \leq s, n = 1, 2, \dots$ и их пределов в среднем квадратичном. Очевидно, $H_s \subseteq H_{s'}$ при $s' \leq s$, а ф-ция, входящая в H_s при всех s , образует подпространство $H_{-\infty}$, к-рое естественно связать с поведением процесса в бесконечно далёком прошлом. Процесс f_t наз. регулярным, если $H_{-\infty}$ состоит лишь из констант, т. е. бесконечно далёкое прошлое не несёт информации о процессе. ДС $\{T^t\}$ наз. К-системой (обладает К-свойством), если любой процесс f_t указанного вида регулярен. Аналогичным свойством могут обладать и необратимые ДС (полукаскады и полупотоки). Если полукаскад $\{T^t\}$ обладает этим свойством, то преобразование T^1 , порождающее полукаскад, наз. точным эндоморфизмом.

Общие свойства К-систем таковы. Все К-системы имеют положит. энтропию и могут даже быть охарактеризованы в энтропийных терминах (см. ниже); К-система с обращённым временем, т. е. $\{T^{-t}\}$, где $T^1 = T^{-1}$, также является К-системой; если каскад $\{T^n, n = 0, \pm 1, \dots\}$ включён в поток $\{T^t, t \in \mathbb{R}\}$ в том смысле, что $T^n = T^{n_0}$ при нек-ром $t_0 \in \mathbb{R}$ и любом n , то $\{T^n\}$ и $\{T^t\}$ могут быть К-системами только одновременно; наконец, всякая факторсистема К-системы также является К-системой.

Одно из проявлений стохастичности К-систем — свойство «внутр. случайности». Оно состоит в том, что с помощью нек-рого положит. оператора в L^2 , обратного ко входу, платоническое множество, можно перевести подгруппу $\{U^t, t \geq 0\}$ унитарных операторов (обратимых), отвечающих К-системе, в подгруппу необратимых марковских операторов, сходящихся (в нек-ром смысле монотонно) к пределу при $t \rightarrow \infty$.

ДС с наиб. сильными из возможных свойствами стохастичности — это системы Бернулли (Б-системы, названные в честь Я. Бернулли, J. Bernoulli). В случае дискретного времени простейший пример такой системы — семейство сдвигов в пространстве реализаций последовательности независимых одинаково распределённых случайных величин. Термин «Б-система» (а также «Б-сдвиг» и «сдвиг Бернулли») употребляется по отношению к любой ДС с дискретным временем, изоморфной какой-либо системе описанного вида. Иначе говоря, каскад $\{T^t\}$ является Б-системой, если на его фазовом пространстве (X, \mathcal{A}, μ) можно задать такую ф-цию (случайную величину) f_t , что случайные величины f_n , определённые указанным выше способом, независимы, а наименьшая σ -алгебра, относительно к-рой все они измеримы, совпадает с \mathcal{A} . В случае полукаскада, когда t принимает лишь неотрицат. значения, говорят об одностороннем Б-сдвиге. ДС с непрерывным временем называется Б-системой, если в неё можно включить Б-систему с дискретным временем. Б-системы обладают всеми перечисленными выше свойствами К-систем и подобно К-системам могут быть охарактеризованы внутр. образом с помощью иск-рого условия перемешивания, но с более сильными, чем в случае К-систем, требованием равномерности. Естественным источником Б-систем служит теория вероятностей, по они встречаются также среди ДС геом., алгебраич. и механич. происхождения.

Среди приведённых выше примеров ДС также имеются Б-системы. Это прежде всего преобразование пекаря — оно изоморфно сдвигу Бернулли, отвечающему последовательности независимых случайных величин с равновероятными

значениями 0 и 1. Сдвиг Бернулли, у к-рого состояния не равновероятны или их число больше двух, также можно реализовать как отображение квадрата, похожее на преобразование пекаря. Автоморфизм тора порождает Б-систему в том и только том случае, когда у определяющей его матрицы нет собств. чисел, равных по модулю единице. Одно из простейших примеров такой матрицы имеет вид $\begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$. Что касается сдвигов на торе, то они не только не

являются Б- или К-системами, но даже не обладают свойством слабого перемешивания, а всякое их эргодичность состоит в том, что компоненты вектора $a = (a_1, \dots, a_n)$ рационально независимы (т. е. линейная комбинация $y_1 a_1 + \dots + y_n a_n$ с целыми коэф. y_1, \dots, y_n может быть только нулем в том случае, когда $y_1 = y_2 = \dots = y_n = 0$).

При исследовании стохастичности ДС иногда удаётся обнаружить ф-ции f_t , к-рые порождают случайные процессы f_t с достаточно быстрым, напр. экспоненциально быстрым, убыванием при $t \rightarrow \infty$ ковариационной функции $K(t) = E f_t + \dots - E f_1 + E f_0$ (где E — матем. ожидание, т. е. интеграл по мере μ , а черта означает комплексное сопряжение). Часто оказывается, что те же процессы f_t удовлетворяют центральной предельной теореме (в случае дискрети. времени и веществен. ф-ции f_t последнее означает, что распределение случайной величины $(DS_n)^{-1/2}(S_n - ES_n)$, где $S_n = f_0 + \dots + f_{n-1}$, а $DS_n = E(S_n - ES_n)^2$ — дисперсия, стремится при $t \rightarrow \infty$ к нормальному распределению с нулевым матем. ожиданием и единичной дисперсией). Ф-ция f_t с этими свойствами могут существовать даже в том случае, когда система обладает не очень явно выраженной стохастичностью, но наличие таких свойств у самых простых и естеств. ф-ций, определённых на фазовом пространстве, — достаточно надёжный признак стохастичности.

Спектр динамической системы

Многие свойства ДС могут быть описаны на языке спектральной теории операторов (см. *Спектр оператора*). Операторы U^t , отвечающие каскаду или потоку $\{T^t\}$, образуют однопараметрич. группу линейных унитарных операторов в гильбертовом пространстве L^2 . Эти операторы всегда обладают собств. значением $\lambda = 1$ (с собств. ф-циями $f = \text{const}$), составляющим тривиальную часть спектра. По этой причине, говоря о спектре ДС $\{T^t\}$, обычно имеют в виду спектр подгруппы $\{U^t\}$ в инвариантном подпространстве L^2_0 , ортогональном к одномерному подпространству констант, причём под спектром понимается не просто набор собственных и квазисобственных чисел, а вся совокупность унитарных инвариантов, т. е. таких характеристик группы операторов, к-рые передают её однозначно с точностью до унитарной эквивалентности. Общая структура спектра, одинаковая для всех однопараметрич. групп унитарных операторов в L^2_0 , определяется совокупностью спектральных мер $\sigma_f, f \in L^2_0$. Мера σ_f находится из соотношения

$$\int_{\Delta} \exp(it\lambda) \sigma_f(d\lambda) = K_f(t),$$

где $\Delta = [-\pi, \pi]$ в случае каскада, $\Delta = (-\infty, \infty)$ в случае потока и

$$K_f(t) = \int_X (U^t f)(x) \overline{f(x)} \mu(dx)$$

— ковариационная ф-ция процесса $f_t = U^t f$. В обоих случаях все меры σ_f (определённые на Δ) конечны. Среди них всегда есть такая $\sigma_f = \delta$, относительно к-рой всякая другая σ_f задаётся плотностью: $\sigma_f(d\lambda) = p_f(\lambda) \delta(d\lambda)$ (тогда говорят, что σ_f абсолютно непрерывна относительно δ , и пишут $\sigma_f \ll \delta$; если, кроме того, $\delta \ll \sigma_f$, то σ_f и δ наз. эквивалентными). Она наз. мерой максимального спектрального типа. Если подпространство $H(f) \in L^2_0$, порождённое всеми $U^t f$, совпадает с L^2_0 , то говорят, что $\{U^t\}$ имеет простой спектр. Если существует такая конечная или бесконечная последовательность

f_1, f_2, \dots , что меры μ_i абсолютно непрерывны относительно друг друга, подпространства $H(f_i)$ попарно ортогональны, а их сумма есть всё L^2_μ , то спектр называется однородным. Число элементов последовательности f_1, f_2, \dots наз. кратностью спектра. Если при этом все σ_i эквивалентны мере Лебега, то спектр наз. лебеговским.

Обладая свойствами, общими для всех групп унитарных операторов, спектр ДС имеет и нек-рую специфику, связанную с тем, что операторы U^t не только линейны, но и мультипликативны: $U^t f = U^t f' U^t g$. В частности, собств. значения каждого из них образуют подгруппу группы комплексных чисел, равных по модулю единице.

Однако полное описание всех видов спектра, к-рый может встретиться у ДС, до сих пор отсутствует. Неизвестно, напр., может ли спектр быть конечнократным лебеговским.

Свойства ДС, к-рые можно выразить в терминах спектра, из. спектральными и служат предметом спектральной теории Э.т. Так, эргодичность каскада $\{T^t\}$ равносильна отсутствию у оператора U^1 к.-л. собственных ф-ций с собственным значением «единица», кроме постоянных; все другие собственные подпространства этого оператора в эргодич. случае также одномерны и состоят из постоянных по модулю ф-ций. Слабое перемешивание — это отсутствие собств. значений, отличных от единицы: в этом случае говорят, что система имеет непрерывный спектр. Перемешивание также является спектральным свойством. Однако для К-система это неверно. Все К-системы имеют один и тот же — счётнократный лебеговский спектр, но известны ДС с таким же спектром, не являющиеся К-системами. Для систем с дискретным спектром (когда собств. ф-ции образуют базис в L^2) ситуация обратная: всякая такая система однозначно (с точностью до изоморфизма) определяется своим спектром (фон Нейман, 1932). Пример системы с дискретным спектром — семейство сдвигнов на торе.

В исследованиях (прежде всего численных) конкретных ДС большую роль играет вычисление корреляционных ф-ций $K_f(t)$ и отвечающих им спектральных мер σ_f . В то же время полное аналитич. исследование спектра во мн. случаях является трудной задачей.

Энтропийная теория динамических систем

Это направление Э.т. возникло в кон. 50-х — нач. 60-х гг. после того, как А. Н. Колмогоровым было введено понятие энтропии ДС (близкое к теоретико-информат. энтропии К. Э. Шеннона (С. E. Shannon) (см. *Теория информации*). Пусть измеримые множества A_1, \dots, A_k образуют разбиение α вероятностного пространства (X, \mathcal{A}, μ) . Энтропией этого разбиения наз. число

$$H(\alpha) = -\sum_{i=1}^k \mu(A_i) \log \mu(A_i),$$

полагая здесь $0 \log 0 = 0$ (основание логарифмов существенной роли не играет, но во многих случаях логарифмы удобно считать натуральными). Очевидно, $H(\alpha)$ не зависит от того, в каком порядке записаны множества A_i . Если T — сохраняющее меру преобразование, то при любом $m > 0$ множества $T^{-m} A_i, 1 \leq i \leq k$, также образуют разбиение (обозначаемое $T^{-m} \alpha$). Доказывается, что всегда существует конечный предел

$$h(T, \alpha) = \lim_{n \rightarrow \infty} n^{-1} H(\alpha T^{-1} \dots T^{-n+1} \alpha),$$

где $\alpha T^{-1} \alpha \dots T^{-n+1} \alpha$ — разбиение, образованное всеми множествами вида $A_i \cap T^{-1} A_i \cap \dots \cap T^{-n+1} A_i$ (нек-рые из них могут оказаться пустыми). По определению, энтропия $h(T)$ преобразования T , часто называемая энтропией Колмогорова — Синая, есть $\sup h(T, \alpha)$ по всем конечным разбиениям α . Т.к. каскад (или полукаскад) $\{T^t\}$ полностью определяется преобразованием T^1 , его энтропию отождествляют с $h(T^1)$. Энтропия потока (или подтока) также отождествляется с $h(T^1)$, что оправдывается

тождеством $h(T^t) = t|h(T^1)$ (справедливое и для дискретного времени).

Энтропия ДС может принимать любые неотрицат. значения, включая значение ∞ . Изоморфные ДС имеют одинаковую энтропию.

Наглядное представление о смысле понятия энтропии (допускающее для нек-рых классов ДС строгое обоснование) можно получить следующим образом. Пусть $\{T^t\}$ — эргодич. каскад, фазовым пространством к-рого служит двумерная область, а инвариантной мерой μ — площадью (мера Лебега). Применяя преобразование T^t к окружности B малого радиуса ϵ , получим множество $T^t B$ той же площади, но, возможно, др. формы. Если энтропия положительна, то граница области $T^t B$ с ростом t будет становиться всё более извилистой, пергулярной. Величину этой нерегулярности можно измерить площадью ϵ -окрестности множества $T^t B$: при не очень больших t (порядка $\ln \epsilon$) она увеличится по сравнению с площадью B примерно в $\exp(ht)$ раз, где h — энтропия каскада. При $h=0$ эта площадь растёт медленнее, чем экспоненциально, или не растёт совсем. В неэргодич. случае фазовое пространство разбивается на инвариантные части A_1, \dots, A_n , в каждой из к-рых может быть свой показатель скорости, а энтропия получается усреднением этих показателей с весами $\mu(A_i)$, $i=1, \dots, n$. Отсюда видно, что энтропия характеризует скорость искажения границ малых областей правильной формы, а положительность энтропии означает, что в какой-то части фазового пространства эта скорость экспоненциальна. Родственное свойство ДС — перемешивание. Но оно, во-первых, касается всего фазового пространства, во-вторых, может иметь любую скорость. Т.е., эти два свойства до нек-рой степени независимы. Тем не менее известно, что у всякой системы с положит. энтропией найдётся перемешивающая факторсистема (см. ниже).

Осн. задачи, решаемые энтропийной теорией, — вычисление (оценка) энтропии для тех или иных классов систем и выяснение взаимоотношений между энтропией и др. характеристиками ДС. Для сдвига в пространстве реализации последовательности независимых, одинаково распределённых случайных величин ξ_i (Б-сдвига) энтропия равна $H(\xi_1)$. В классе Б-каскадов и Б-потоков энтропия играет определяющую роль, являясь полным инвариантом: две такие ДС изоморфны, если они имеют одинаковую энтропию (теорема Орнштейна; D. Ornstein, 1970). Для класса К-систем (включающего Б-системы в качестве подкласса) это уже не так: существует несчётное семейство попарно неизоморфных К-систем с одинаковой энтропией (правда, все известные К-системы физ. происхождения являются Б-системами). Но и в К-системах энтропия связана самым непосредств. образом, т.к. К-системы и только они имеют вполне положит. энтропию: любая нетривиальная факторсистема такой системы имеет положит. энтропию (теорема Рохлина — Синая; В. А. Рохлин, Я. Г. Синай, 1961). Тем самым у К-система имеется чисто энтропийный эквивалент.

К-системы входят в класс ДС с положит. энтропией. В нём же встречаются системы, к-рые не перемешивают, и даже неэргодич. системы. Однако у любой эргодич. системы из этого класса, имеющей энтропию $h > 0$, найдётся факторсистема с любой наперёд заданной энтропией $h_1 \leq h$, к-рая является Б-системой (теорема Синая, 1962).

С точки зрения энтропийной теории противоположными К-системам свойствами обладают системы с нулевой энтропией, для них энтропийная теория гораздо менее содержательна, чем для систем с положит. энтропией. В то же время систем с нулевой энтропией достаточно много (в экстрем. точно формулируемом смысле они составляют подавляющее большинство среди всех ДС). К этому классу относятся все системы с дискретным спектром, но в нём встречаются перемешивающие системы и даже системы с таким же, как у К-систем, счётнократным лебеговским спектром.

Для гладких ДС известна связь между энтропией h и характеристич. показателями $\chi_i(x)$:

$$h \leq \sum_{i=1}^{k(x)} \chi_i(x) m_i(x) \mu(dx),$$

где $m_i(x)$ — кратность показателя $\chi_i(x)$ и $k(x)$ — число положит. показателей (показатели считаются заумеряваемыми в порядке убывания). Для нек-рых инвариантных мер μ здесь достигается равенство, к-рое показывает, что энтропия характеризует степень неустойчивости траектории ДС. Оно служит важным инструментом оценки энтропии при численном исследовании ДС.

Кроме энтропии в Э. т. существует ещё одно понятие, близкое к ней по смыслу, но непосредственно не связанное с инвариантной мерой. Речь идёт о топологии энтропии — числовой характеристике топологии ДС. Такая система представляет собой группу или полугруппу непрерывных преобразований метрич. пространства X . Задав на X вероятностную меру μ , инвариантную относительно рассматриваемого семейства преобразований, получим ДС в смысле Э. т. Эта система имеет энтропию h_μ , зависящую, вообще говоря, от μ . Если фазовое пространство X компактно, то $\sup h_\mu$ по всем инвариантным мерам совпадает с топологич. энтропией h_{top} . Отсюда следует, что h_{top} является инвариантом непрерывного изоморфизма топологич. ДС: если между фазовыми пространствами двух таких систем имеется взаимно однозначное соответствие, при к-ром каждому борелевскому множеству в одном из них отвечает борелевское множество в другом, а преобразования, образующие ДС, переходят друг в друга, то эти системы имеют одинаковую топологич. энтропию. Мера μ , для к-рой $h_\mu = h_{\text{top}}$ наз. мерой с макс. энтропией. Такова, напр., мера Лебега для автоморфизма тора. Но меры с макс. энтропией может и не быть. Задача об условиях существования и свойствах таких мер служит одним из звеньев, связывающих Э. т. со статистик. физикой. Под влиянием последней в Э. т. в 70-х гг. появилось обобщение топологич. энтропии, называемое топологич. давлением (см. ниже).

Символическая динамика

Символическая ДС наз. каскад $\{S^n\}$, образованный сдвигами в пространстве последовательностей. В простейшем случае фазовым пространством такой системы служит множество $A^{\mathbb{Z}}$ всех последовательностей $y = \{y_i, -\infty < i < \infty\}$, элементы к-рых принадлежат нек-рому конечному или счётному множеству A (алфавиту), а преобразование $S = S^1$ (сдвиг влево) переводит y в последовательность $y' = \{y'_i, -\infty < i < \infty\}$, где $y'_i = y_{i+1}$. В общем случае фазовым пространством символич. системы может быть всё пространство последовательностей $A^{\mathbb{Z}}$, а любое его подмножество Y , инвариантное относительно сдвига. Оно может иметь очень сложную структуру, но особенно важную роль играют относительно простые множества Y , наз. марковскими. Такое множество состоит из всех последовательностей, не содержащих ни одной пары стоящих рядом символов из заданного набора таких пар (напр., Y может состоять из всех последовательностей нулей и единиц, в к-рых две единицы нигде не стоят рядом). Семейство сдвигов $\{S^n\}$, определённое на марковском множестве, наз. символической (чаще топологической) цепью Маркова. Как правило, символич. система обладает бесконечным набором инвариантных вероятностных мер, но бывают множества Y (в т. ч. нетривиальные), для к-рых такая мера единственна. Всякая инвариантная вероятностная мера превращает последовательность координат y_n рассматриваемых как ф-ция от y , в стационарную случайную последовательность со значениями в A .

Символич. системы играют в Э. т. двоякую роль. Во-первых, они используются для проверки тех или иных общих идей, во-вторых, составляют основу метода символич. динамики, позволяющего успешно изучать нек-рые классы ДС путём построения их символич. моделей. Суть этого метода, восходящего к Ж. Адамару (J. S. Hadamard), Биркгофу и М. Мопеу (M. C. Morse), со-

стоит в следующем. Пусть $\{T^n\}$ — каскад с фазовым пространством X и f — ф-ция на X со значениями в конечном или счётном множестве A . Тогда каждой точке $x \in X$ можно поставить в соответствие последовательность $y(x) = \{f(T^n x), -\infty < n < \infty\}$ элементов множества A . Очевидно, точка $T^1 x$ отвечает последовательности $S^1 y$, где S^1 — сдвиг на один символ влево, а множество Y всех полученных т. о. последовательностей инвариантно относительно S^1 . Возникает символич. ДС, связанная с ф-цией f , точнее, с разбиением α_f пространства X на множества, где f принимает фиксиров. значения (изменение самих этих значений приводит к простой замене символов). Если μ — инвариантная мера системы $\{T^n\}$, то отображение, переводящее x в $y(x)$, индуцирует на Y_f меру μ_f по Фелле $\mu_f(B) = \mu(\{x \in X: y(x) \in B\})$, к-рая инвариантна относительно $\{S^n\}$. (Иногда удаётся подобрать μ_f так, что с точностью до множества нулевой меры каждому $u \in Y_f$ отвечает только одно x , т. е. μ_f -почти всякая точка u однозначно определяется тем, какие элементы разбиения α_f она последовательно посещает под действием преобразований S^1 . Тогда системы $\{T^n\}$ и $\{S^n\}$ оказываются изоморфными, а α_f наз. образующим разбиением или просто образующей для $\{T^n\}$). Всякий эргодич. каскад обладает счётной образующей, а при условии конечности его энтропии даже конечной.

Гиперболические системы

Понятие гиперболичности служит матем. выражением и конкретизацией свойства локальной неустойчивости траекторий. Обычно предполагается, что фазовым пространством системы служит нек-рос риманово многообразие (см. Риманово пространство) X , а динамика задается гладким отображением $T^1 = T: X \rightarrow X$ (случай каскада) или гладким векторным полем на X (случай потока). Наличие римановой структуры позволяет измерять длины кривых и объёмы подмножеств, принадлежащих X , а также длины векторов в касательных пространствах к X . Гиперболичность — это свойство отд. траекторий $O(x) = \{T^t x\}$, формулируемое в терминах касательных отображений (решений урний в вариациях — в случае потока), отвечающих ДС $\{T^t\}$. Его смысл в том, что при каждом t имеется три типа поведения точек, бесконечно близких к точке $T^t x$: при своём дальнейшем движении под действием ДС точки первого типа с экспоненциальной скоростью сближаются с траекторией точки x , точки второго типа с экспоненциальной скоростью удаляются от неё, а точки третьего (нейтрального) типа ведут себя промежуточным образом. Этим трём типам поведения отвечает представление касательного пространства к X в точке $T^t x$ в виде прямой суммы подпространств, несходящихся друг в друга вдоль траектории под действием касательных отображений. В случае каскада точек нейтрального типа может не быть совсем, а в случае потока они всегда есть — из таких точек состоит сама траектория $O(x)$. При изменении направления времени точки первого и второго типа меняются ролями, а точки третьего типа сохраняются.

Важнейшим инструментом исследования ДС гиперболич. типа служат устойчивые и неустойчивые многообразия. Устойчивое многообразие $W^s(x)$ точки x состоит из всех точек y , для к-рых расстояние между $T^t x$ и $T^t y$ стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$, а неустойчивое многообразие $W^u(x)$ образовано точками y , к-рые ведут себя точно так же, но при $t \rightarrow -\infty$. Под действием T^t устойчивые многообразия переходят друг в друга: $T^t W^s(x) = W^s(T^t x)$, то же самое относится к неустойчивым многообразиям.

Наиб. полно свойство гиперболичности проявляется у систем Аносова, введённых в Д. В. Аносовым в нач. 60-х гг. (первоначальное наз. — У-системы). У таких систем в случае дискретного времени отсутствуют точки нейтрального типа, а в случае непрерывного времени множество точек нейтрального типа для x исчерпывается траекторией $O(x)$. Кроме того, для систем Аносова константы, характеризующие экспоненциальное сближение траекто-

рий, можно выбрать единицами для всех точек фазового пространства.

Простейший пример системы Аносова — автоморфизм двумерного тора, отвечающий матрице $A = \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$. Собств. числа этой матрицы равны соответственно $\lambda_1 = (3 - \sqrt{5})/2 < 1$ и $\lambda_2 = 1/\lambda_1$, а собств. направления определяются взаимно перпендикулярными векторами $e_1 = (2, \sqrt{5}-1)$ и $e_2 = (2, -\sqrt{5}-1)$. Устойчивое и неустойчивое многообразия произвольной точки x — это траектории обмотки, проходящие через x в направлении соответственно e_1 и e_2 (рис. 4). Каждая из этих кривых всюду

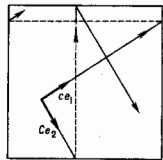


Рис. 4. Векторы, пропорциональные e_1 и e_2 , и отрезки проходящих через них траекторий обмотки.

плотна на торе, что типично для систем Аносова, а их взаимная перпендикулярность — случайное обстоятельство, связанное с симметричностью матрицы A . В случае матрицы A произвольного порядка n (с целочисленными элементами и определителем ± 1) соответствующий автоморфизм n -мерного тора является системой Аносова в том и только том случае, когда у нее нет собственных чисел, лежащих на единичной окружности.

Самый известный пример системы Аносова с непрерывным временем — геодезич. поток на компактной поверхности M постоянной отрицат. кривизны. Фазовое пространство этой ДС образовано всеми касательными к M векторами длины 1, каждый из к-рых движется с единичной скоростью вдоль определяемой им геодезической линии. К геодезич. потоку приводится гамильтонова система с гамильтономом $H = T + V$, если T квадратично зависит от импульсов, а V зависит только от координат. Соответствующая риманова метрика определяется гамильтономом, но отрицательная кривизна новоявляется лишь при H спец. вида.

Системы Аносова демонстрируют простейший, идеальный тип гиперболич. поведения и редко встречаются в приложениях. Гораздо чаще условия гиперболичности выполняются лишь для траекторий, заполняющих некое инвариантное множество, не совпадающее со всем фазовым пространством. При этом, в зависимости от того, существуют ли точки нейтрального типа и равномерна ли экспоненциальная скорость сближения траекторий в определенных гиперболичности, различают полную и частичную, а также равномерную и неравномерную гиперболичности (здесь возможны любые комбинации). Полная и частичная гиперболичности выражаются в терминах характеристик. показателей: грубо говоря, первое свойство — это отсутствие нулевых, а второе — наличие ненулевых показателей.

Как правило, гиперболич. множество имеет нулевой риманов объем и вследствие этого нигде не плотно, т. е. не содержит ни одного шара (в двумерном случае — круга). Тривиальный пример такого множества — гиперболич. неподвижная точка x (седло) некоего гладкого преобразования плоскости. В ее окрестности, однако, может существовать гиперболич. множество гораздо более сложной структуры (оно замкнуто, нигде не плотно и не содержит изолиров. точек, т. е. напоминает канторово совершенное множество). Это бывает в тех случаях, когда проходящие через точку x сепаратрисы (к-рые служат для ней устойчивым и неустойчивым многообразиями) пересекаются под ненулевым углом (трансверсально) в некой точке $u \neq x$ (называемой трансверсальной гомоткиной точкой).

Если гиперболич. множество Γ одновременно является аттрактором, т. е. притягивает при $t \rightarrow \infty$ все траектории из

нек-рой своей окрестности, то оно должно содержать неустойчивое многообразие каждой своей точки. Т. о., в двумерном случае гиперболич. аттрактор локально представляется собой семейство более или менее параллельных друг другу кривых, проведенных через каждую точку некоего множества канторового типа, лежащего на прямой, перпендикулярной направлению кривых. Аттракторы такого типа получили наименование *странных аттракторов*. Аналогичную структуру имеют гиперболич. аттракторы в многомерном случае. Один из наиб. известных примеров гиперболич. аттрактора — аттрактор Лорента (см. Лорента система).

Есть-есть кандидат на роль инвариантной меры гиперболич. системы — это риманов объем (соответствующим образом нормированный). Однако он инвариантен лишь в иск-рых, весьма спец. ситуациях (напр. для автоморфизмов тора). Если же риманов объем ρ не инвариантен, а ДС представляет собой каскад Аносова, то она диссипативна относительно ρ : существует множество, образы к-рого под действием T^t при разных t попарно не пересекаются и покрывают всё фазовое пространство. Тем не менее из ρ можно получить инвариантную меру. Для этого нужно, начав с любой абсолютно непрерывной вероятностной меры μ (т. е. мер задаваемой плотностью относительно ρ), ввести последовательность мер μ_n , где

$$\mu_n(A) = \mu(T^{-n}A), \quad n \in \mathbb{Z}.$$

В случае системы Аносова, обладающей хотя бы одной всюду плотной траекторией (это свойство наз. топологической транзитивностью), последовательность μ_n слабо сходится при $n \rightarrow +\infty$ и $n \rightarrow -\infty$ к инвариантной мере μ^* и μ^* соответственно (слабая сходимость $\mu_n \rightarrow \mu^*$ означает, что $\int f d\mu_n \rightarrow \int f d\mu^*$ для любой ограниченной непрерывной ф-ции f). Меры μ^* и μ^* не зависят от μ и, как правило, различны.

В более общем случае, когда система обладает гиперболич. аттрактором Γ , а μ — вероятностная мера, сосредоточенная в его окрестности и имеющая плотность относительно ρ , последовательность μ_n при $n \rightarrow \pm\infty$ слабо сходится к инвариантной мере, сосредоточенной на Γ . При иск-рых более общих условиях к инвариантной мере сходится лишь средние арифметические $(1/n) \sum_{i=0}^{n-1} \mu_i$.

Роль устойчивых и неустойчивых многообразий в изучении эргодич. свойств гиперболич. систем иллюстрирует следующее рассуждение Э. Хопфа (Е. Hopf). Если две точки лежат на одном устойчивом многообразии, то при $t \rightarrow \infty$ они сближаются, а потому для любой непрерывной ф-ции f ее временное среднее \bar{f} принимает одинаковые значения в тех точках этого многообразия, где ф-ция f определена. То же самое верно при $t \rightarrow -\infty$ для точек любого неустойчивого многообразия, а т. к. по теореме Биркгофа f^* существует на множестве полной меры, найдется такая ф-ция f , постоянная на каждом $W^s(x)$ и на каждом $W^u(x)$, что $f = f^*$ всюду, кроме, быть может, множества нулевой меры. Очевидно, $\bar{f} = \text{const}$, если выполняется следующее условие связности: на любых точках x, x' можно подобрать цепочку точек y_0, y_1, \dots, y_n в к-рой $y_0 = x, y_n = x'$, и при любом $k < n$ точки y_k и y_{k+1} принадлежат либо одному устойчивому, либо одному неустойчивому многообразию. Пользуясь тем, что всякая интегрируемая ф-ция приближается непрерывными ф-циями, можно распространить утверждение о постоянстве (почти всюду) средних \bar{f} на все интегрируемые ф-ции f и тем самым доказать эргодичность.

В целом гиперболич. системы можно считать, хотя и с нек-рыми оговорками, в высокой степени стохастичными. Так, известно, что если каскад $\{T^n\}$ обладает гиперболич. множеством Γ с достаточным естеств. свойствами, то для широкого класса инвариантных мер, сосредоточенных на Γ , он эргодичен, но может иметь в спектре дискретную компоненту, препятствующую перемешиванию. В последнем случае Γ можно разбить на части $\Gamma_0, \Gamma_1, \dots, \Gamma_{k-1}$, циклически переставляемые отображением T^k , причём

подкаскад $\{T^k\}$ является Б-системой на множестве G_0 , к-рое, очевидно, $\{T^k\}$ -инвариантно. Кроме того, для большинства случайных последовательностей f_i , порожденных достаточно гладкими функциями f по Флэе $f_i(x) = f(T^i x)$, выполняется центральная предельная теорема. Все сказанное касается, в частности, систем Аносова: если к тому же для такой системы риманов объём инвариантен, то дискретная компонента в её спектре отсутствует и она является Б-системой.

Методы, развитые в теории гиперболич. систем, нашли приложение в теории систем билиардного типа и в теории одномерных отображений.

Динамические системы билиардного типа

ДС (поток), описывающая точечную частицу, к-рая движется по инерции внутри некр-рой области Q , отражаясь от её границы ∂Q по закону «угол падения равен углу отражения», наз. билиардной о.с. или математич. билиардом. Т. к. длина вектора скорости при таком движении не зависит от времени, в качестве фазового пространства X берётся совокупность всех векторов постоянной (напр., единичной) длины, нриложаемых в точках множества $Q \cup \partial Q$. Если Q — область n -мерного иространства R^n , то X можно отождествить с множеством пар (q, v) , где $q \in Q \cup \partial Q$, а v — точка $n-1$ -мерной сферы S^{n-1} , т. е. $X = (Q \cup \partial Q) \times S^{n-1}$. Инвариантная мера имеет вид $dq dv$, где dq — элемент n -мерного объёма, а dv — элемент $n-1$ -мерного объёма на S^{n-1} .

С билиардами связаны некр-рые задачи классич. и квантовой механики. Так, движение по отрезку прямой n материальных точек, упруго сталкивающихся друг с другом и с концами отрезка, сводится к билиарду в n -мерном многограннике (при $n=2$ — в треугольнике). Аналогичная система из n упругих шаров в прямоугольном ящике сводится к билиарду в более сложной области, граница к-рой состоит из кусков цилиндрич. гиперповерхностей. В этих примерах постоянство длины движущегося вектора служит выражением закона сохранения энергии. Рассмотрение билиарда в области с гладкой границей позволяет получить содержательную информацию о спектре Дирихле задачи в такой области.

В зависимости от вида границы ∂Q выделяют неск. классов билиардов с существенно разл. эргодич. свойствами, к-рые к настоящему времени (1997) изучены далеко не полностью.

Кое-что известно о билиардах в многоугольниках и многогранниках, в частности то, что энтропия такого билиарда равна нулю и что билиард в большинстве прямоугольных треугольников эргодичен. Рассмотрим билиард в n -угольнике с углами α_i , к-рые соизмеримы с π (т. е. $\alpha_i = l_i \pi / m_i$, где l_i, m_i — целые числа). Всякой траектории билиарда отвечает её проекция на Q — ломаная линия L со звеньями, концы к-рых лежат на сторонах многоугольника. Вследствие соизмеримости всех α_i с π угол между любым звеном ломаной L и горизонталью может принимать лишь значения вида $\phi + (m/l)\pi$, где l — наименьшее общее кратное чисел l_1, \dots, l_n , целое число m зависит от рассматриваемого звена, а ϕ — постоянно вдоль траектории и удовлетворяет условию $0 \leq \phi < \pi/l$. Очевидно, ϕ — инвариантная ф-ция, не являющаяся константой, а потому билиард не эргодичен (тем не менее для каждой его траектории, кроме некр-рого множества нулевой меры, соответствующая ломаная L сходит плотна в Q).

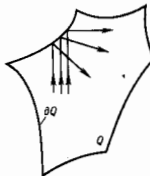
Ещё «менее эргодичен» билиард в выпуклой области с достаточно гладкой границей (простейшие примеры — круг и эллипс). У такого билиарда всегда существуют кэустики — гладкие кривые γ , лежащие в Q и обладающие по отношению к любой из траекторий (точнее, к любой из их проекций) L тем свойством, что либо L и γ не имеют общих точек, либо каждое звено ломаной L касается γ . Для билиарда в круге кэустики — концентрич. окружность (рис. 5), для билиарда в эллипсе — софокусные эллипсы и гиперболы.

Рис. 5. Окружность — кэустика билиардной траектории в круге.



Наиб. содержательна Э.т. рассеивающих билиардов (билиардов Си-нак). У такого билиарда граница состоит из конечного числа гладких кривых или многообразий большой размерности, строго выпуклых внутрь области Q (рис. 6). Эта граница, взятая в качестве зеркала, рассеивает (делает расходящимся) узкий параллельный пучок света, падающий на неё из Q . Рассеивающие билиарды относятся к классу гиперболич. ДС с особностями: преобразования, из к-рых состоит система, теряют свойство гладкости (и даже непрерывности) в некр-рых точках фазового пространства (при отражении от границы направление вектора скорости меняется скачком). Теория таких

Рис. 6. Рассеивающий билиард: параллельный пучок после отражения становится расходящимся.



билиардов по многим аналогиям теории гладких гиперболич. систем, хотя и сложнее в техн. отношении. Она приводит к выводу, что рассеивающий билиард является К- и даже Б-системой. Следовательно, он обладает всеми стохастич. свойствами, характерными для таких систем. К-свойство обнаружено и у билиардов в некр-рых областях, граница к-рых имеет как рассеивающие, так и фокусирующие и даже только одни фокусирующие участки. Примеры таких областей представлены на рис. 7. Среди них есть и выпуклые, но общей чертой всех границ является малая гладкость (по крайней мере, отсутствие второй производной).

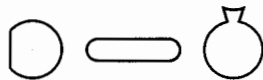


Рис. 7. Примеры областей, в которых билиард обладает К-свойством, хотя и не является рассеивающим.

Наряду с рассеивающими рассматриваются полурассеивающие билиарды. У них граница ∂Q имеет размерности ≥ 2 и состоит из гладких кусков D_i , выпуклых, но не обязательно строго выпуклых внутрь Q : если пересечь D_i к-н. плоскостью Π , проходящей через точку $x \in D_i$, то вдоль Π получится выпуклая кривая, а для других — отрезок прямой (пример такого D_i — боковая поверхность кругового цилиндра). Интерес к полурассеивающим билиардам в значит. мере объясняется тем, что к ним сводится задача об эргодич. свойствах системы n упругих шаров в прямоугольном ящике, к-рая решена лишь при $n \leq 4$.

Обнаружение стохастичности у билиардных и подобных им систем опровергло существовавшее долгое время убеждение, что у ДС механч. происхождения такие свойства могут наблюдаться лишь при большом числе степеней свободы.

В течение 70-х и 80-х гг. сформировался раздел Э. т., посвященный изучению ДС с одномерным фазовым пространством, т. е. преобразований отрезка или окружности. Такие преобразования иногда возникают при рассмотрении ДС с более сложным фазовым пространством, но их значение в большей степени определяется др. факторами: красотой и глубиной самой теории одномерных отображений, ее связями с такими областями математики, как теория чисел и комплексный анализ, и присутствием в ней ряда важных элементов, имеющих многомерный аналог. В то же время эта теория обладает спецификой, связанной в первую очередь с естественной упорядоченностью фазового пространства (наличием отношения «больше — меньше» между его точками), что часто позволяет при изучении одномерных отображений продвинуться гораздо дальше, чем в общем случае.

Простейший класс одномерных отображений, представляющий интерес для Э. т., состоит из кусочно-растягивающих отображений некр-рого отрезка $[a, b]$. Каждое такое отображение задается кусочно-монотонной ф-цией, производная к-рой по абс. величине больше единицы всюду, где она определена. Более точно, это означает следующее. На $[a, b]$ можно найти такие точки $x_1 < x_2 < \dots < x_n$, что при всех x , отличных от $x_0 = a, x_1, \dots, x_n, x_{n+1} = b$, существует производная $f'(x)$, причём $|f'(x)| > \lambda$ (в точках x_i ф-ция f не обязана даже быть непрерывной). Пример такого отображения отрезка $[0, 1]$ можно задать ф-лой $Tx = Fr(2x)$, где $F\lambda$, как и раньше, обозначает дробную часть числа. Здесь $\lambda = 1$, $x_i = 1/2$ и отображение разрывно в точке $1/2$. Это отображение имеет непосредственное отношение к разложению числа в двоичную дробь: если $x = b_1(x) \cdot 2^{-1} + b_2(x) \cdot 2^{-2} + \dots$ — такое разложение, то $b_i(Tx) = b_{i+1}(x)$, $i = 1, 2, \dots$. Близкий пример, в к-ром отображение имеет всюду непрерывно, получится, если положить $Tx = 1 - |2x - 1|$, $0 \leq x \leq 1$. Это т. н. шатровое отображение (tent map) — термин, указывающий на форму его графика.

Иногда рассматривают кусочно-монотонные отображения более общего вида, когда число отрезков монотонности бесконечно, а производная может в отд. точках принимать значения 1 и -1 . Самый известный пример этого рода — преобразование Гаусса, определяемое на отрезке $[0, 1]$ ф-лой $Tx = Fr(f(x))$, где $f(x) = 1/x$ при $x \neq 0$ и $f(0) = 0$. Тем самым $Tx = 1/x - 1$ при $1/(n+1) < x \leq 1/n$, все точки вида $1/n$, $n \geq 1$ являются точками разрыва и, кроме того, $f'(1) = -1$. Если преобразование из первого примера было связано с разложением в двоичную дробь, то для преобразования Гаусса ту же роль играет разложение в непрерывную (или цепную) дробь, тогда $x = g_1(x), g_2(x), \dots$ — такое разложение для $x \in (0, 1]$; пусть a и в первом примере, $g_n(Tx) = g_{n+1}(x)$, $n = 1, 2, \dots$. Преобразование Гаусса существенно отличается по форме от первых двух примеров. Однако порожденные ими ДС имеют сходные эргодич. свойства по отношению к естественным инвариантным мерам. В первом и втором примерах такой мерой является обычная длина (мера Лебега), а в третьем — вероятностная мера μ , к-рую можно задать нек-рой плотностью (т. е. $\mu(dx) = p(x)dx$). Инвариантность меры относительно преобразования Гаусса приводит к равенству $p(x) = ((1+x) \ln 2)^{-1}$.

Абсолютно непрерывная инвариантная мера существует для весьма широкого класса кусочно-растягивающих отображений, хотя в общем случае невозможно указать явный вид ее плотности. К упомянутому классу принадлежат, в частности, растягивающие отображения окружности. Отождествив окружность единичной длиной с полуинтервалом $[0, 1]$, можно задать такое отображение уже встречавшейся ф-лой $Tx = Fr(f(x))$, где $0 \leq x < 1$, где f — достаточно гладкая ф-ция, определенная на отрезке $[0, 1]$ и удовлетворяющая условиям: $f(0) = 0$, $f(1) = \text{целое число}$ и $f'(x) \geq \lambda > 1$ (первый из приведенных выше примеров именно таков). При этих условиях существует абсолютно непрерывная T -инвариантная мера μ с положительной

плотностью; по отношению к этой мере T является точным эндоморфизмом (см. выше), т. е. порождает полугруппу с сильными свойствами стохастичности; энтропия этой ДС равна $|\ln f'(x)| \mu(dx)$.

Большой интерес представляет изучение одномерных отображений, к-рые на одних участках являются растягивающими, а на других — сжимающими. Их свойства существенно зависят от того, как эти участки расположены вдоль траекторий отдельных точек. Примером может служить отображение $Tx = 4x(1-x)$, $0 \leq x \leq 1$, впервые рассмотренное Дж. фон Нейманом и С. Уламом (S. Ulam) в сер. 40-х гг. Под действием этого отображения критич. точка $x = 1/2$ [в ней иррегулярная ф-ция $4x(1-x)$ равна нулю и, значит, в ее окрестности происходит самое сильное сжатие] уже на первом шаге поглощается периодич. траекторией (состоящей из точек 1 и 0), в окрестности к-рой сжатие компенсируется постоянно действующим растяжением. Вследствие этого T ведёт себя так же, как растягивающие отображения: существует абсолютно непрерывная T -инвариантная мера (с плотностью $p(x) = \pi^{-1} x(1-x)^{-1/2}$), относительно к-рой рассматриваемая ДС в высшей степени стохастична (изоморфна сдвигу Бернулли). Похожая картина наблюдается и в гораздо более общей ситуации. Если, в частности, рассмотреть однопараметрич. семейство отображений $T_\lambda = Fr(\lambda f(x))$, $\lambda > 0$, где f — ф-ция в нек-ром смысле близка к квадратичной ф-ции $x(1-x)$, то для тех λ , при к-рых действует аналогичный только что описанному компенсационный механизм, преобразование T стохастично. Оказывается, что множество таких λ имеет положительную меру.

В 80—90-е гг. в теории одномерных отображений получили распространение методы, связанные с понятием реформ группы и с теорией КАМ (Колмогорова — Арнольда — Мозера). В целом одномерная динамика пока далека от завершения. Последнее в еще большей степени относится к теории многомерных не всюду растягивающих отображений, к-рая делает только первые шаги.

Случайные динамические системы

Необходимость изучения случайных ДС, т. е. систем, зависящих от случайного параметра, обусловлена тем же, причинами, что и применение вероятностных моделей вообще. Важную роль играет, в частности, то обстоятельство, что при численном моделировании приходится производить дискретизацию системы как по времени, так и по пространству, а также учитывать возможность случайных ошибок. В Э. т. имеется конструкция, позволяющая ценой расширения фазового пространства сводить нек-рые случайные ДС к неслучайным. Пусть, напр., задана стационарная случайная последовательность с действительными значениями $\{y_n, n = 0, 1, \dots\}$ и при каждом l определено сохраняющее меру μ преобразование T_{y_l} пространства X , зависящее от случайной величины y_l , как от параметра. Последовательность случайных преобразований $T^{(n)} = T_{y_0} \circ T_{y_1} \circ \dots \circ T_{y_{n-1}}$ естественно называть случайной ДС. Для нее выполняется следующая (по другой терминологии — вероятностная) эргодич. теорема: если f — интегрируемая ф-ция на X , то событие, состоящее в том, что при μ -почти всех $x \in X$ существует предел

$$f^*(x) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(T^{(n)}x)$$

и что ф-ция f^* интегрируема по мере μ , имеет вероятность 1. Это утверждение сводится к индивидуальной эргодич. теореме для неслучайной ДС $\{T^n\}$ в пространстве пар (y, x) , где $x \in X$; y — бесконечная последовательность действит. чисел, а преобразование T^1 имеет «треугольный» вид: $T^1(y, x) = (y(y), \Psi(y, x))$, где Ψ — сдвиг в пространстве последовательностей. Преобразования такого вида, наз. косыми произведениями, встречаются в разл. областях Э. т.

Другой подход к определению случайной ДС основан на том, что преобразование T_x пространства X , зависящее от случайного параметра x , порождает на X марковский случайный процесс ξ_t с дискретным временем (см. Маркова), у k -го вероятность перехода за один шаг из точки $x \in X$ в множество $A \subset X$ равна вероятности того, что $T_x \xi \in A$. Этот марковский процесс и наз. случайной ДС. Если случайный параметр x в том или ином смысле близок к фиксированному x^0 , то процесс ξ_t наз. малым случайным возмущением неслучайной ДС $\{T^t\} = \{T^{x^0}\}$. Это определение не относится к системам с непрерывным временем, для них процесс ξ_t часто описывается дифференц. уравнениями со случайными коэф. или дифференц. стохастическими уравнениями. Несколько иной тип малого случайного возмущения ДС — это марковский процесс, в k -ром случайная точка, выйдя из x , распространяется через единицу времени вблизи точки $T^1 x$. Центральная проблема теории малых случайных возмущений касается поведения инвариантной меры μ_x соответствующего марковского процесса при стремлении к нулю величины возмущения, характеризующей параметром ϵ . Первоначально эта проблема изучалась для ДС с притягивающими неподвижными точками (положениями равновесия) или предельными циклами. В 70-х гг. началось исследование систем с гиперболич. аттракторами. Если при $\epsilon_x \rightarrow 0$ последовательность мер μ_x сходится, то предельная мера, как правило, оказывается инвариантной мерой невозмущенной ДС. На гиперболич. аттракторе сосредоточено счётное множество инвариантных мер, однако при нек-рых общих условиях μ_x сходится лишь к одной из них, а именно к равносильному состоянию, отвечающему коэффициенту растяжения объёма на неустойчивом многообразии (см. ниже).

Э. т. и классическая статистическая физика

Э. т., объясняя своим возникновением *статистической физике*, долгое время развивалась самостоятельно и лишь в 1970-х гг. вновь испытала влияние идей статистич. физики. Причины этого — появление новых методов в самой Э. т., с одной стороны, и дальнейшая математизация статистич. физики — с другой.

Пересмысление понятия термодинамики, предельного перехода привело к общему определению гиббсовского случайного поля, иначе — гиббсовской меры, или *Гиббса распределения*, на фазовом пространстве бесконечной системы взаимодействующих частиц. Эта мера определяется своим гамильтоновым. В случае системы частиц с координатами $q_i \in R^d$, импульсами $p_i \in R^d$, гамильтониан k -рой имеет вид

$$H_U = \sum_i (p_i^2 + q_i^2) / 2 + \sum_{i < j} U(q_i - q_j),$$

где U — потенциал нонарного взаимодействия, она инвариантна относительно бесконечночастичной гамильтоновой ДС $\{T_U^t\}$, отвечающей H_U . В то же время никакая гиббсовская мера с гамильтоновым общим видом, отличный от H_U , не является $\{T_U^t\}$ -инвариантной [единственное нетривиальное исключение относится к потенциалу $U(r) = a/\text{sh}^2(br)$, $a, b = \text{const}$]. Этот факт согласуется с принципом необратимости и сходимость к равновесию, строгое обоснование k -рого, вообще говоря, возможно только для систем с бесконечным числом степеней свободы и в общем случае отсутствует.

Поток $\{T_U^t\}$ с инвариантной гиббсовской мерой наз. ДС статистич. механики. Эе эргодич. свойства известны лишь для самых простых взаимодействий. Так, если $U=0$ (случай идеального газа безразличных частиц), то $\{T_U^t\}$ является B -системой. Более содержательна др. бесконечномерная модель — газ Лоренца (Н. Lorenz), отличающаяся от модели идеального газа тем, что точечные частицы движутся не во всём пространстве R^d , а вие области, занимаемой бесконечным множеством d -мерных шаров (рассеивателей), отражаясь от границы каждого шара по закону: «угол падения равен углу отражения». Упрощённый вариант этой модели, где имеется лишь одна движущаяся

частица, а рассеиватели расположены периодически, сводится к рассеивателю билларду на d -мерном торе, из k -рого выброшено конечное число шаров. При $d=2$ для соответствующего потока $\{T^t\}$ и ϕ -шии $q(x)$, задающей координату q точки $x=(q, p)$ фазового пространства, доказано, что случайный процесс $(1/\sqrt{s})q(T^s x)$, расматриваемый на любом конечном интервале времени $0 \leq t \leq t_0$, сходится при $s \rightarrow \infty$ к броуновскому движению и что существует положит. коэф. диффузии, выражаемый через корреляционную функцию скорости движущейся частицы. Это первый пример, в k -ром броуновское движение строго выводится из чисто детерминиров. динамики.

Для случая, когда в той же ситуации движется бесконечное множество частиц, доказано, что соответствующий поток является K -системой. Природа стохастичности этой системы иная, чем у идеального газа. В самом деле, в отличие от модели Лоренца, в движении отд. частицы идеального газа нет никакой стохастичности и, т. к. частицы друг с другом не взаимодействуют, стохастичность всей системы выглядит парадоксально, по крайней мере, она не согласуется с общепринятым представлением, что в основе этого свойства должна лежать нетривиальность взаимодействия. В случае же идеального газа причиной стохастичности служат бесконечные числа частиц и их неразличимость — при отказе от любого из этих условий стохастичность исчезает (впрочем, неразличимость частиц, вследствие k -рой координата и скорость отд. частицы не являются ϕ -шиями на фазовом пространстве, можно считать суррогатом взаимодействия).

Другая идея статистич. физики, оказавшая влияние на Э. т., — это вариационный принцип Гиббса, согласно k -рому гиббсовская мера характеризуется макс. значением энтропии при фиксиров. средней энергии. Для одномерной решётчатой спиновой модели его точная формулировка такова. Пусть X — пространство последовательностей $x = \{x_i, -\infty < i < \infty\}$, $x_i = \pm 1$, и S — определённое на нём преобразование сдвига, т. е. (X, S) — символич. ДС, для k -рой инвариантная мера пока не выбрана. На множестве всех S -инвариантных вероятностных мер μ вводится функционал

$$F(\mu) = h_\mu - \int \phi(x) \mu(dx),$$

где h_μ — энтропия каскада $\{S^t\}$ (для этой и др. дискретных моделей статистич. физики величина, соответствующая энтропии Гиббса, совпадает с h_μ), а $\phi(x)$ — энергия взаимодействия спина в нулевой точке решётки Z со всеми остальными спинами. Вариационный принцип для рассматриваемой бесконечной модели гласит, что гиббсовские меры, отвечающие заданному взаимодействию, и только они максимизируют функционал $F(\mu)$ [при этом $\max F(\mu)$ есть термодинамич. предел логарифма *статистической суммы*]. Если взаимодействие достаточно быстро убывает на бесконечности, то существует только одна гиббсовская мера и по отношению к ней S является B -системой.

Очевидно, функционал $F(\mu)$ имеет смысл для любой ДС и любой ограниченной ϕ -шии ϕ , заданной на её фазовом пространстве. Обычно ϕ предполагается непрерывной ϕ -шией, тогда $\sup F(\mu)$ по всем инвариантным мерам можно определить в чисто топологич. терминах без помощи каких-либо мер на фазовом пространстве. По аналогии со спец. случаем, рассмотренным выше, эта верхняя грань наз. топологич. давлением (при $\phi=0$ это не что иное, как топологич. энтропия), а меры, на k -рых она достигается, наз. равновесными состояниями, отвечающими ϕ . Однако в общем случае равновесные состояния могут и не существовать (даже при $\phi=0$).

Особенно полезно рассмотрение равновесных состояний в случае гиперболич. ДС. В частности, инвариантная мера на гиперболич. аттракторе, к k -рой сходится ср. арифметические сдвиги риманова объёма, служит равновесным состоянием для ϕ -шии ϕ , равной в каждой точке x логарифму локального коэф. растяжения $k^U(x)$ риманова объёма на неустойчивом многообразии, проходящем через

x $[k^u(x)$ выражается через характеристические показатели λ_i . Этот факт вытекает из анализа достаточно простой символической модели (фактор-системы), k -рая существует у расширяемой ДС.

Прём, близкий к термодинамике, предельному переходу, используется при изучении фрактальной структуры (см. Фракталы) инвариантных множеств ДС и в нек-рых др. задачах. Весь этот круг идей получил название термодинамического формализма.

Некоммутативная Э. т.

Большая часть материала предыдущих разделов может быть изложена без обращения к фазовому пространству ДС, а с использованием вместо него тех или иных пространств φ -ций, заданных на X , напр. пространства L^p ограниченных измеримых комплекснозначных φ -ций. Это пространство допускает наряду с линейными операциями также операцию перемножения любых двух его элементов и операцию комплексного сопряжения. Тем самым оно является S -алгеброй, k -рая коммутативна, т. к. этим свойством обладает операция умножения. Всякая мера μ , заданная на X , определяет на этой алгебре положит. линейный функционал (состояние) ρ_μ , k -рый ставит в соответствие φ -ции f число $\int f d\mu$, а ДС $\{T^t\}$ задает группу $\{U^t\}$ её автоморфизмов по φ -ле $(U^t f)(x) = f(U^t x)$. Если μ — инвариантная мера, то, очевидно, функционал ρ_μ инвариантен относительно этой группы: $\rho_\mu(U^t f) = \rho_\mu(f)$.

Описанный алгебраич. подход применим и в некоммутативном случае. Ему соответствует определение ДС как однопараметрич. группы автоморфизмов $\{T^t\}$ нек-рой S -алгебры \mathcal{A} , на k -рой задано состояние ρ , инвариантное относительно этой группы. Подобные объекты появляются в квантовой статистич. механике, в частности при определении равновесных состояний (КМШ-состояний), и в квантовой теории поля. Их изучение составляет предмет некоммутативной Э. т., основы k -рой были заложены Дж. фон Нейманом и И. Сигалом (I. Segal). На некоммутативные ДС обобщаются многие понятия и факты Э. т., в т. ч. статистич. и индивидуальная эргодич. теоремы, имеющие дело со сходимостью средних

$$\left(\frac{1}{n} \sum_{k=0}^{n-1} T^k A, A \in \mathcal{A} \right)$$

(случай дискретного времени), а также теорема о разложении на эргодич. компоненты и понятие перемешивания. Однако непосредств. обобщение возможно далеко не всегда. Так, в формулировке индивидуальной эргодич. теоремы фигурирует сходимость почти всюду — свойство, непосредственно связанное с фазовым пространством. Перенести это понятие на некоммутативный случай позволяет тот факт, что сходимость почти всюду равносильна равномерной сходимости вне множества произвольно малой меры (теорема Егорова). Намного сложнее, чем в коммутативном случае, определяется энтропия некоммутативной ДС. Имеются также некоммутативные аналоги K -систем. В целом некоммутативная Э. т. имеет гораздо менее завершённый вид, чем её коммутативный прототип.

Лит.: Халмош П., Лекции по эргодической теории, пер. с англ., М., 1959; Биллинглей П., Эргодическая теория и информация, пер. с англ., М., 1969; Алексеев В. М., Символическая динамика, в кн.: 11-я математическая школа. АН УССР, К., 1976; Орштейн Д., Эргодическая теория, случайность и динамические системы, пер. с англ., М., 1978; Бозуэн Р., Методы символической динамики, пер. с англ., М., 1979; Корнфельд И. П., Сипай Я. Г., Фомин С. В., Эргодическая теория, М., 1980; Браттелл У., Робинсон Д., Операторные алгебры и квантовая статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Peterson K., Ergodic theory, Cambridge, 1983; Заславский Г. М., Стохастические динамические системы, М., 1984; Итоги науки и техники, сер. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 2, М., 1985; Темпельманн А. А., Эргодические теоремы на группах, Вильнон, 1986; Мартин Н., Ингледж Д. Ж., Математическая теория энтропии, пер. с англ., М., 1988; Гальперин Г. А., Земляков А. Н., Математические бильярды, М., 1990; Сигал

Я. Г., Современные проблемы эргодической теории, М., 1995; Katok A., Hasselblatt B., Introduction to the theory of dynamical systems, Cambridge, 1995.

Б. М. Туревич

ЭРГОДИЧНОСТЬ — свойство неразложимости динамической системы с инвариантной мерой на две ее связанные друг с другом подсистемы. Это свойство равносильно тому, что всякое измеримое инвариантное множество либо само имеет нулевую меру, либо отличается на множество нулевой меры от всего фазового пространства (см. Эргодическая теория). В случае, когда мера всего пространства конечна, Э. эквивалентна равенству временного среднего любой интегрируемой φ -ции (по бесконечному интервалу времени) её пространственному среднему. Э. стационарного в узком смысле случайного процесса x_t есть, по определению, Э. порождённый им динамической системы (см. Стационарный случайный процесс). Это свойство можно выразить в терминах самого x_t : любой случайный процесс вида $y_t = f(x_t, \dots, x_{t-1})$, где f — ограниченная измеримая φ -ция и t_1, \dots, t_n — любые фиксированные моменты времени, подчиняется большому числу законов.

Под Э. марковского случайного процесса часто понимают иное (но существ., более сильное) свойство, а именно, сходимость при $t \rightarrow \infty$ любого нач. распределения P_0 к предельному стационарному распределению, не зависящему от P_0 .

Б. М. Туревич

ЭРГОСФЕРА — область вблизи вращающихся компактных релятивистских объектов (нейтронных звёзд или чёрных дыр), находящаяся внутри поверхности бесконечного гравитац. красного смещения для источника, покоящегося относительно инерциального наблюдателя на пространственной бесконечности. В случае вращающейся чёрной дыры, описываемой метрикой Керра (см. Керра пространство-время), Э. лежит между поверхностью бесконечного красного смещения $g_{00} = 0$, или $r^2 - 2Mr + a^2 \cos^2 \theta = 0$, и горизонтом событий $r = r_+ = M + \sqrt{M^2 - a^2}$ (в системе единиц, где скорость света и гравитац. постоянная равны 1). Внутри Э. никакое физ. тело не может покинуть относительно удалённого наблюдателя, оно должно вернуться вокруг компактного объекта в ту же сторону, что и он сам. Существование Э. является специфическим гравитационно-релятивистским эффектом, отсутствующим в теории пытоновской гравитации.

При нестационарном движении физ. объектов внутри Э. их полная энергия, измеренная относительно удалённого наблюдателя, может быть отрицательной. Это даёт возможность отнимать энергию вращения от компактных релятивистских объектов посредством разл. физ. процессов (процесса Пенроуза — распада влетающего в Э. тела на две или более частей с последующим вылетом одного из осколков из Э. эффекта суперрадиации — усиления электромагнитных и гравитац. волн при рассеянии на вращающейся чёрной дыре, аккреции замагниченной плазмы и др.). В ходе этих процессов вращение релятивистских объектов замедляется, а их Э. сжимается (но площадь поверхности горизонта событий чёрной дыры всегда возрастает).

А. А. Старобинский

ЭРЕНФЕСТА ТЕОРЕМЫ — теоремы, утверждающие, что ср. значения величин (координат, импульса, энергии), характеризующих движение частицы в квантовой механике, а также ср. значение силы, действующей на частицу, связаны между собой ур-ниями, аналогичными соответствующим ур-ниям классич. механики. Установлены П. Эренфестом (P. Ehrenfest, 1927) на основе сопоставления частицы пакета волн де Бройля $\psi(x, t)$ (см. Волновая пакет). В случае одной пространств. координаты (x), учитывая, что $|\psi(x, t)|^2$ есть плотность вероятности обнаружить частицу в нек-рой точке x , естественно вводится понятие «центра (тяжести)» волнового пакета как ср. значения координаты:

$$\langle x \rangle = \int \psi^* x \psi dx, \quad (1)$$

при этом считается, что $\psi(x, t)$ достаточно быстро спадает

при $x \rightarrow \pm \infty$ и нормирована на единицу. Вычисление производной по времени от (1) с учётом Шрёдингера уравнения для одночастичного случая доказывает, что имеет место **первая теорема Эрэнфеста**: центр волнового пакета движется со скоростью, равной ср. импульсу частицы, отнесённому к её массе:

$$\frac{d}{dt} \int \psi^* \dot{x} \psi dx = \frac{1}{m} \int \psi^* \hat{p}(\psi) dx = -\frac{i\hbar}{m} \int \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} dx. \quad (2)$$

Отсюда, в частности, можно вывести явный вид самосопряжённых оператора импульса $\hat{p}_x = -i\hbar \partial/\partial x$ и оператора координаты $\hat{x} = x$.

Вторая производная от (1) по времени приводит ко **второй теореме Эрэнфеста**: производная по времени от ср. импульса частицы равна ср. значению силы $\langle \hat{F}_x \rangle = -\langle dU/dx \rangle$, приложенной к частице, т. е.

$$\frac{d}{dt} \int \psi^* \hat{p}_x \psi dx = - \int \psi^* \frac{dU}{dx} \psi dx. \quad (3)$$

Т. о., при условии, что размеры волнового пакета по сравнению с характерным масштабом изменения потенциала $U(x)$ можно пренебречь, центр волнового пакета будет двигаться точно по законам классич. механики, записанным для ср. значений соответствующих физ. величин, т. е. соотношения между скоростью и импульсом частицы и 2-й закон Ньютона классич. механики выполняются в квантовой механике лишь для ср. значений физ. величин.

Для случая 3-мерных волновых пакетов Э. т. (2) и (3) записываются соответственно в виде

$$\frac{d}{dt} \int \psi^* \hat{r} \psi d^3x = \frac{1}{m} \int \psi^* \hat{p} \psi d^3x = -\frac{i\hbar}{m} \int \psi^* \nabla \psi d^3x, \quad (2')$$

$$\frac{d}{dt} \int \psi^* \hat{p} \psi d^3x = - \int \psi^* \nabla U \psi d^3x. \quad (3')$$

Пределы применимости Э. т. (т. е. справедливости классич. законов для квантовых средних) выводятся, в частности, из разложения ф-ции $U(x)$ в окрестности «центра (тяжести)» $\langle x \rangle = \bar{x}$ достаточно узкого пакета в ряд Тейлора и вычисления соответствующих квантовомеханич. средних. Если ограничиться первыми тремя членами разложения, то должны выполняться условия

$$\left| \frac{dU(\bar{x})}{d\bar{x}} \right| \gg \frac{1}{2} \left| \frac{d^2U(\bar{x})}{d\bar{x}^2} \right| \left| \overline{(\Delta x)^2} \right|, \quad (4)$$

где $\overline{(\Delta x)^2} = \int \psi^* (x - \bar{x})^2 \psi dx$, т. е. потенциал U должен достаточно плавно зависеть от \bar{x} . Кроме того, из сравнения выражений для кинетич. энергий классич. и квантовых частиц можно сделать вывод, что они сопоставимы лишь при достаточно больших импульсах, т. е. когда

$$\overline{(\Delta p)^2} \ll p^2, \quad (5)$$

из неопределённости соотношения

$$\overline{(\Delta p)^2} \cdot \overline{(\Delta x)^2} \gg \frac{\hbar^2}{2}. \quad (6)$$

с учётом (4) и (5) выводится ещё одно условие, необходимое, чтобы квантовая частица подчинялась классич. законам:

$$\hat{p}^2 \left| \frac{dU(\bar{x})}{d\bar{x}} \right| \left| \frac{d^2U(\bar{x})}{d\bar{x}^2} \right| \gg \frac{\hbar^2}{8}. \quad (7)$$

Выбор достаточно узких волновых пакетов приводит к большому разбросу по импульсам, что, в свою очередь, влечёт за собой быстрое «расплывание» пакетов (квадратичный по времени закон «расплывания»). Т. о., волновой пакет можно сопоставить с частицей только для очень коротких временных промежутков. Поиск нерасплывающихся волновых пакетов или частицеподобных решений приводит к рассмотрению нелинейных обобщений ур-ния динамики (см. *Солитон*).

Лит.: Борисоглебский Л. А., Квантовая механика, 2 изд., Минск, 1988; Матвеев А. Н., Атомная физика, М., 1989; Рыбаков Ю. П., Терлецкий Я. П., Квантовая механика, М., 1991. В. И. Савков.

ЭРМИТА ФУНКЦИИ — специальные функции, удовлетворяющие ур-нию Эрмита (С. Hermitt)

$$y'' - 2xy' + 2\nu y = 0. \quad (1)$$

Частные решения (1) имеют вид

$$y_1 = H_\nu(z), \quad y_2 = H_\nu(-z); \\ y_1 = e^{z^2} H_{-\nu-1/2}(iz), \quad y_2 = e^{z^2} H_{-\nu-1/2}(-iz).$$

При целом $\nu > 0$ Э. ф. совпадают с полиномами Эрмита (см. *Ортogonalные полиномы*). Интегральное представление, ф-лу дифференцирования и рекуррентное соотношение для Э. ф. $H_\nu(z)$ см. в ст. *Параболического цилиндра функции*. Э. ф. можно выразить через вырожденные гипергеометрические функции:

$$H_\nu(z) = 2^\nu G(-\nu/2, 1/2, z^2), \quad |\arg z| \leq \pi/2,$$

$$H_\nu(z) = \frac{2^\nu \sqrt{\pi}}{\Gamma((1-\nu)/2)} F(-\nu/2, 1/2, z^2) - \\ - \frac{2^{\nu+1} \sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu/2)} z F\left(\frac{1-\nu}{2}, \frac{3}{2}, z^2\right).$$

Используя свойства гипергеометрических ф-ций, получим разложение в ряд

$$H_\nu(z) = \frac{1}{2\Gamma(-\nu)} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \Gamma\left(\frac{n-\nu}{2}\right) \frac{z^n}{n!}.$$

Асимптотич. представление при $z \rightarrow \infty$

$$H_\nu(z) = (2z)^\nu \left[1 + O\left(\frac{1}{z^2}\right) \right], \quad |\arg z| \leq \frac{\pi}{2},$$

$$H_\nu(z) = (2z)^\nu \left[1 + O\left(\frac{1}{z^2}\right) \right] + \frac{2^{\nu+1} \sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu)} \times$$

$$\times e^{z^2} (-2z)^{-\nu-1} \left[1 + O\left(\frac{1}{z^2}\right) \right],$$

$$\pi/2 \leq |\arg z| \leq \pi, \quad |\arg(-z)| < \pi/2.$$

Для ф-ций $H_\nu(z)$ имеют место функциональные соотношения

$$H_\nu(z) = \frac{2^\nu \Gamma(\nu+1)}{\sqrt{\pi}} e^{z^2} [e^{i\pi\nu/2} H_{-\nu-1}(iz) + e^{-i\pi\nu/2} H_{-\nu-1}(-iz)],$$

$$H_\nu(z) = e^{i\pi\nu} H_\nu(-z) + \frac{2^{\nu+1} \sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu)} e^{z^2 + i\pi(\nu+1)/2} H_{-\nu-1}(-iz),$$

$$H_\nu(z) = e^{-i\pi\nu} H_\nu(-z) + \frac{2^{\nu+1} \sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu)} e^{z^2 - i\pi(\nu+1)/2} H_{-\nu-1}(iz).$$

Лит. см. при статье *Специальные функции, Параболического цилиндра функции*. А. Ф. Никифоров.

ЭРМИТОВ ОПЕРАТОР — линейный оператор A в гильбертовом пространстве H с плотной областью определения $D(A)$ и такой, что $\langle Ax, y \rangle = \langle x, Ay \rangle$ для любых $x, y \in D(A)$. Это условие эквивалентно тому, что: 1) $D(A) = D(A^*)$, 2) $Ax = A^*x$ для всех $x \in D(A)$, где A^* — оператор, сопряжённый с A , т. е. что $A \subset A^*$. Ограниченный Э. о. либо определён на всём H , либо по непрерывности расширяется до такого, и при этом $A = A^*$, т. е. A — самосопряжённый оператор. Неограниченный Э. о. может как иметь, так и не иметь самосопряжённого расширения. Иногда эрмитовым наз. самосопряжённый оператор, сохраняя для оператора, эрмитова в указанном выше смысле, название симметрический. В конечном пространстве Э. о. описывается эрмитовой матрицей.

Лит.: Ахизер Н. И., Глазман И. М., Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве, 3 изд., т. 2, Хар., 1978; Рисс Ф., Секефальв Наль Б., Лекции по функциональному анализу, пер. с франц., 2 изд., М., 1979. *В. И. Соболев.*

ЭРСТЕД (Э, Ое)—единица напряженности магн. поля в СГС системе единиц (симметричной и СГСМ). Названа в честь Х. Эрстеда (Н. Эрстед). 1 Э равен напряженности магн. поля, индукция к-рой в вакууме равна 1 Гс; $1 \text{ Э} = 10^3 / (4\pi) \text{ А/м} = 79,5775 \text{ А/м}$.

ЭСАКИ ЭФФЕКТ—излом вольт-амперной характеристики (ВАХ) проводника, помещенного в скрещенные электр. и магн. поля E и H , в сторону увеличения тока (насыщение напряжения), когда приложенное электрич. поле превосходит нек-рое критич. значение. Обнаружен Л. Эсаки (L. Esaki) в 1962. В сильном электр. поле скорость дрейфа носителей заряда поперек внеш. электр. и магн. полей $v_d = cE/H$ превышает скорость звука s в том же направлении. Взаимодействие сверхзвуковых носителей заряда с решеткой кристалла приводит к генерации фононов, распространяющихся в направлении дрейфа, к-рые, увлекая носители, создают акустоэлектрич. ток в том же направлении (см. Акустоэлектронное взаимодействие, Акустоэлектрический эффект). В магн. поле этот ток «поворачивается» на холловский угол (см. Холла эффект) и складывается с омическим током. Это и приводит к излому ВАХ при $E = sH/c$.

Э. э. впервые наблюдался в Вг—полуметалле с биполярной проводимостью. Последнее существенно, поскольку необходимым условием Э. э. является наличие дрейфа в холловском направлении (т. е. в направлении, перпендикулярном H и E). Э. э. наблюдался также в монополярном образце с короткозамкнутыми холловскими контактами типа *Корбино диска*.

Лит.: Esaki L., New phenomenon in magnetoresistance of bismuth at low temperature, «Phys. Rev. Lett.», 1962, v. 8, p. 4; Moore A. R., Current and voltage saturation in semiconducting glass, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, p. 47; см. также лит. при ст. Акустоэлектронное взаимодействие. *Э. М. Штаейн.*

ЭТАЛОН (франц. étalon—образец, мерило)—измерит. устройство, предназначенное и утверждённое для воспроизведения и (или) хранения и передачи шкалы измерений или размера единицы измерений средством измерений. Э. призваны обеспечивать единство измерений в той или иной области науки, а также в др. областях деятельности человека. Э. воспроизводит и (или) хранит всю или к.-л. часть шкалы измерений, одно значение (одну точку шкалы) или иск. значений измеряемой величины.

Различают первичные Э., предназначенные для передачи шкалы и (или) размера единицы измерений вторичным и рабочим Э., а также уникальным и высокоточным средством измерений; вторичные Э., промежуточные между первичными и рабочими Э.; рабочие Э. (ранее наз. образцовыми средствами измерений), подразделяемые на разряды в порядке убывания их точности; Э. сравнения, применяемые для сравнения Э., к-рые не могут быть непосредственно слитены друг с другом по разным причинам (разл. диапазоны значений воспроизводимых величин, разл. типы трактов и присоединит. устройств и т. п.); Э.-переносчики, предназначенные для транспортирования к поверяемому (калибруемому) рабочему Э. или иному средству измерений на месте его эксплуатации.

В законодат. метрологии, в основе к-рой лежит закон России «Об обеспечении единства измерений», применяется также классификация Э. по правовым (юридич.) признакам: международные Э., принятые по междунар. соглашению в качестве первичных (исходных) междунар. Э. и служащие для согласования с ними шкал и размеров единиц измерений, воспроизводимых и хранящихся национальными (государственными) Э.; государственные Э., признаваемые решением уполномоченного на государственного органа (в России— Госстанпарта) в качестве исходных Э. на территории данного государства. Вторичные и рабочие Э. могут использоваться в качестве исходных для республики, региона, ведомства или предприятия.

Первые Э. (длины, массы) появились одновременно с древними цивилизациями (в Древнем Египте, Ассирии, Вавилонии). История совр. Э. начинается с первого Э. метра, созданного (1799) после принятия метрич. системы мер (т. н. архивный метр). Он представлял собой коническую меру в виде платинового стержня прямоуг. сечения. Одновременно был выполнен и Э. массы—латиновоый цилиндр массой 1 килограмм (архивный килограмм); назв. связаны с тем, что эти Э. метра и килограмма хранились в архиве Франц. республики. Ныне все развитые страны располагают комплексами взаимосвязанных государственных Э. основных и производных единиц измерения—эталонной базой. Уровень эталонной базы—показатель уровня науки и производства данной страны.

Государственные Э. России хранятся в государственных научных метрологич. центрах Госстандарта (С.-Петербург, Москва, Новосибирск), Германии—в ПТВ (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Брауншвейг), США—в NIST (National Institute Standards and Technology, Гейтсберг) и т. д. В этих учреждениях ведутся также науч. работы по модернизации Э. и работы по передаче шкал и единиц измерений вторичным и рабочим Э., испытаниям высокоточных средств измерений и проведению особо точных измерений.

Э. характеризуются значениями или диапазоном воспроизводимой величины и погрешностями их воспроизведения и хранения. В соответствии с поверочными схемами (документами, устанавливающими соподчинение средств измерений, участвующих в передаче размера единицы или шкалы измерений от Э. рабочим средствам измерений с указанием методов и погрешностей при передаче) практически используемые диапазоны значений величин (шкал измерений) обычно во много раз (иногда на неск. порядков) превышают диапазоны значений, воспроизводимые первичными Э.

Погрешности Э. высшего звена (международные, государственные) принято выражать тремя составляющими: ср. квадратическим отклонением (СКО) с указанием числа наблюдений при измерении, неслучайным остатком систематич. погрешности (НСП) и там, где это возможно, долговременной нестабильностью—изменением воспроизводимого Э. значения величины за опред. длит. период. Рабочие Э. характеризуют либо суммарным СКО, либо значениями СКО и НСП, что предпочтительнее, т. к. позволяет оценивать значение случайной погрешности при разном числе наблюдений, уменьшать значения НСП (напр., непосредственным слитием с Э. высшего звена).

Правила формирования комплекса эталонов. Обычно Э. охватывают принятую и действующую совокупность шкал и единиц измерений, использование к-рых осуществляется с помощью средств измерений. Практически необходимыми являются Э. не только основных и многих производных единиц междунар. системы (СИ, SI), но и Э. нек-рых внесистемных единиц и шкал измерений. При разработке конкретных Э. используются атомные и квантовые явления (см. *Квантовая метрология*), фундаментальные физические константы (ФФК), фундам. физ. принципы (взаимности, суперпозиции, эквивалентности разных видов энергии и др.), принятые по междунар. соглашениям специфич. метрологич. константы и табулированные ф-ции. Учитываются также общие положения, вытекающие из теории шкал измерений: Э. шкалы отношений должен, как минимум, воспроизводить одну точку шкалы (при условии, что вторая опорная точка—естеств. ноль шкалы); Э. шкалы разностей (интервалов) должен как минимум воспроизводить две точки шкалы, одной из к-рых может быть точка условного нуля. Абс. шкалы могут воспроизводиться без Э., непосредственно в измерит. процедуре, когда Э. создаются, то они воспроизводят одну или неск. точек абс. шкалы или её участок. Шкалы наименований и порядка также могут воспроизводиться без Э. путём пунктуального выполнения при измерениях требований, регламентированных в спецификациях. Если же Э. создаются (напр., Э. шкал твердости), то они должны воспроизводить все применяемые на практике участки шкал.

Комплекс Э должен быть взаимно согласованным: поскольку значения ряда производных единиц и шкал можно воспроизвести, применяя различные комбинации Э основных и производных единиц и шкал, любое такое комбинирование Э, в измерит. процедурах должно давать сопоставимые (одинаковые в пределах объявленных погрешностей) результаты измерений. Проблема согласования Э усложнилась с введением квантовых Э производных единиц вольт и ома, воспроизводимых независимо от осн. электрич. единицы — ампера, и тесно сопряжена с согласованием соответствующих ФФК.

Формирование комплекса Э осуществляется с учётом правовых принципов организации системы обеспечения единства измерений (СОЕИ), гарантирующей правильность результатов многообразных измерений на междунар., региональном или государственном уровнях. Возможны два предельных варианта построения СОЕИ.

Первый вариант — полностью централизованный, он опирается на единые междунар. или национальные Э., воспроизводящие систему шкал и единиц измерений, и на строго иерархической порядок передачи их с заданной точностью. Второй вариант связан с разработкой спецификаций, опирающихся на стабильные природные явления и позволяющих создать государственные Э. осн. шкал и единиц измерений, изначально воспроизводящие эти шкалы и единицы с гарантированной точностью; этот путь приводит к построению децентрализованной СОЕИ. Первый вариант неизбежен, когда значения осн. единиц системы выбраны произвольно и не связаны с природными явлениями. Соответствующая СОЕИ громоздка, неизбежны большие потери точности при передаче шкал и размеров единиц рабочим средствам измерений, сопряжена с принципиальной возможностью утраты соответствующих Э., т. е. с потерей шкал и размеров единиц СОЕИ, построенная по второму варианту, свободна от большинства этих недостатков, но требует знания достаточно точных, согласованных на междунар. уровне значений комплекса ФФК, возможности точного воспроизведения квантовых эффектов и физ.-матем. принципов. Оба пути построения СОЕИ не антагонистичны и дополняют друг друга.

Эталоны основных единиц СИ

1. **Эталон единицы длины — метр.** Шкала длин (расстояний) является шкалой интервалов. Её особенность — отсутствие единого фиксированного в пространстве нуля отсчёта. Измеряются всегда только интервалы протяжённости — расстояния. Условный перемещаемый в пространстве ноль средства измерения длины (нуль шкалы отсчётного устройства) при измерении совмещается с нек-рой точкой измеряемого объекта.

В табл. 1 приведены все существовавшие определения метра и принципы построения СОЕИ длины.

Табл. 1.

Определение	Год принятия	Характер СОЕИ
Одна десятиллионная часть четверти Парижского меридиана	1791	Децентрализованная
Длина «архивного метра» (платинового стержня, изготовленного в 1799)	1872	Централизованная
Расстояние между штрихами на X-образной платино-иридиевой линейке (международным прототипом)	1889	Централизованная
1650763,73 длины волны в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ атома криптона-86	1960	Децентрализованная
Длина пути, проходимого светом в вакууме за $1/299792458$ долю секунды*	1983	Децентрализованная

* Скорость света в вакууме (для целей метрологии) возведена в ранг абсолютно точной ФФК.

Определение, принятое в 1983, удобно для измерения больших и сверхбольших расстояний, когда фигурируют достаточно длит. интервалы времени. Относительно небольшие длины определяют косвенным методом: с помощью радиополуч. частотных мостов (РОЧМ; см. ниже), входящих в состав Э. времени и частоты, измерют частоты излучения стабилизированных лазеров и вычисляют соответствующие длины волн; затем с помощью оптич. интерферометров аттестуют и поверяют меры длины. Эта операция формально совпадает с прототиповой воспроизведением размера метра с помощью критической лампы, но в этом случае могут применяться гелий-неоновые лазеры, работающие на частотах ок. 88, 473, 489 и 520 ТГц (погрешности $1,3 \cdot 10^{-10}$ — $1,1 \cdot 10^{-9}$), аргоновый лазер на частоте ок. 582 ТГц (погрешность $1,3 \cdot 10^{-9}$), а также спектральные лампы ^{86}Kr , ^{198}Hg , ^{114}Co (погрешности ок. $4 \cdot 10^{-9}$) и т. д. Радиополуч. мост России позволяет определить значение частоты лазерного стабилизированного лазера с большей точностью, $\text{СКО} \leq 1 \cdot 10^{-11}$ и $\text{НСП} < 2 \cdot 10^{-11}$, а также (с несколько меньшей точностью) определить частоту лазера, входящего в состав Э. метра России, СКО к-рого не превышает $2 \cdot 10^{-11}$, а $\text{НСП} \sim 1 \cdot 10^{-9}$.

2. **Эталон единицы массы — килограмм.** Шкала масс — аддитивная шкала отношений. Определения килограмма и принципы построения СОЕИ масс приведены в табл. 2.

Табл. 2.

Определение	Год принятия	Характер СОЕИ
Масса 1 дм ³ воды при температуре её максимальной плотности	1791	Децентрализованная
Масса «архивного килограмма» (платиновой цилиндрической гири, изготовленной в 1799)	1872	Централизованная
Масса международной прототипа — платино-иридиевой гири высотой и диаметром 39 мм, равная массе «архивного килограмма»	1889	Централизованная

Междунар. прототип Э. массы хранится в Междунар. бюро мер и весов (МБМВ, Париж). Его копия — государственный Э. массы России — имеет абс. погрешность $2 \cdot 10^{-3}$ мг.

Определение килограмма не связано с ФФК или др. осн. единицами СИ. Междунар. прототип, безусловно, подвержен износу, степень к-рого определить принципиально невозможно, поэтому поиск путей создания Э. килограмма, опирающегося на ФФК или атомные константы, — важная проблема метрологии. Так, напр., ведутся работы по определению килограмма через вольт и ом с помощью образованных ампер-весов (см. ниже). Теоретически Э. килограмма мог бы служить идеальный кристалл, содержащий известное число атомов определёл. хим. элемента, но способ вырачивания такого кристалла пока нет.

С Э. массы связана др. осн. единица СИ — моль — кол-во вещества системы, содержащей столько же структурных элементов (атомов, молекул, ионов и т. п.), сколько содержится атомов в углероде-12 массой 0,012 кг. Масса 1 моля разл. веществ различна, поэтому Э. моля нет. Моль — счётная единица, численно равная числу Авогадро, т. е. он равен массе $6,025 \cdot 10^{23}$ частиц. Включение моля в состав осн. единиц СИ обосновано оспаривается.

3. **Эталон единицы времени (длительности) — секунды.** Шкала времени — типичная шкала разностей (интервалов). Секунда, как и шкалы счёта времени, занимает особое место среди др. осн. единиц СИ. Прежде всего, необратимость времени — одна из фундамент. характеристик нашей Вселенной. Кроме того, существует стремление выразить черз ФФК и секунду (или герц) др. единицы СИ.

В метрич. систему 1791 секунда не входила, измерение времени считалось задачей астрономов, а не метрологов. В последующие системы секунда была включена как осн.

единица, её размер одинаков во всех системах. Определены секунды, однако, трижды менялись (табл. 3).

Табл. 3.

Определение	Год принятия	Характер СОВЕИ
1/86400 часть средних солнечных суток	С момента организации регулярных астрономических наблюдений 1960	Децентрализованная
1/31556925,9147 часть тропического года для 1900. 00 января в 12 часов эфемеридного времени, что соответствует 12 часам 31 декабря 1899	1967	Децентрализованная
Интервал, в течение которого совершается 9192631770 периодов излучения, соответствующего переходу между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома цезия-133 в отсутствие возмущения полями		Частично централизованная (сличение национальных эталонов и усреднение полученных значений между международной службой времени)

Национальные Э. времени имеют в своём составе цезиевые реперы (хранители), т. е. воспроизводят размер секунды в соответствии с её определением (см. *Квантовые стан-*

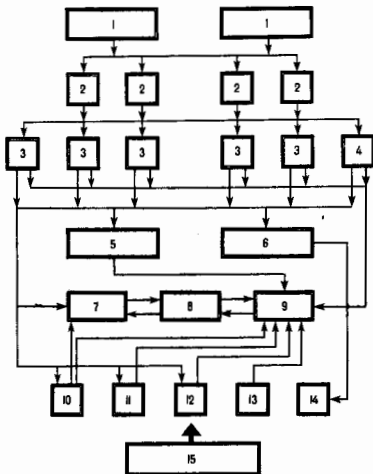


Рис. 1. Структурная схема эталона времени и частоты: 1 — цезиевые реперы частоты; 2 — водородные реперы частоты; 3 — водородные хранители частоты и шкал времени; 4 — цезиевый хранитель шкал времени; 5 — система формирования рабочей шкалы времени; 6 — радиооптический частотный мост; 7 — аппаратура измерения интервалов времени; 8 — аппаратура измерения частоты; 9 — управляющая ЭВМ; 10 — приёмно-регистрационный комплекс системы внешнего сленчания; 11 — аппаратура сленчания шкал времени через метеорные следы; 12 — аппаратура сленчания шкал времени через навигационные станции; 13 — перевозимые квантовые часы; 14 — перевозимый лазер; 15 — системы обеспечения эталона.

дарты частоты». Иногда цезиевые реперы используются только для периодич. контроля неизменности размера секунды, а роль хранителей шкалы выполняют другие постоянно работающие устройства, напр. водородные генераторы.

Э. времени не только воспроизводят размер секунды, но и ведут шкалы текущего времени — равномерного атомного времени, координированную шкалу времени, привязанную к Григорианскому солнечному календарю, к-рым пользуются большинство стран. В связи с этим Э. времени функционируют непрерывно (в отличие от др. Э.). Относит. погрешность лучших национальных Э. времени (в т. ч. государственного Э. России) лежит в пределах $2 \cdot 10^{-13}$ — $5 \cdot 10^{-14}$. Э. времени — самые точные из всех Э. шкал и единиц измерений.

Э. единицы времени воспроизводят одновременно и единицу частоты — герц, их и наз. Э. времени и частоты. Поскольку единица длины — метр — воспроизводится через секунду и скорость света, появилась тенденция к созданию единых исходных Э. времени, частоты и длины. Э. времени и частоты — сложные комплексы, содержащие системы формирования единиц времени и частоты и шкал времени, системы измерения частот стабилизированных лазеров, служащих для воспроизведения размера метра, системы внеш. сленчания национальных Э. между собой. На рис. 1 приведена структурная схема Э. времени и частоты России, являющегося частью единого Э. времени, частоты и длины.

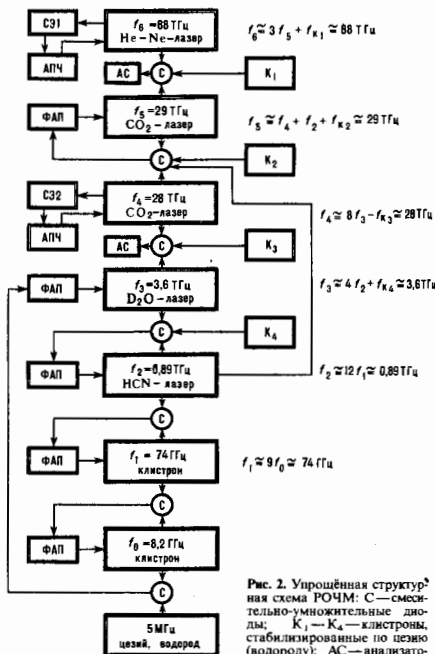


Рис. 2. Упрощённая структурная схема РОЧМ: С — смешительно-умножительные диоды; K₁ — K₄ — квантовые, стабилизированные по цезию (водороду) спектры; СЭ1, 2 — стандарты; АС — анализаторы; ФАП — системы автоподстройки; f₀ — f₆ — частоты. близкирующей ячейки на CH₄ и O₂, соответственно; ФАП; АПЧ — системы автоподстройки; f₀ — f₆ — частоты.

Связь Э. времени и частоты с Э. метра осуществляется посредством транспортируемого лазера и при помощи радиочаст. частотного моста (РОЧМ) (рис. 2). На вход РОЧМ подается эталонная частота 5 МГц от генератора, синхронизированного и стабилизированного по водородным хранителям и цезиевым реперам. Гармоники этой частоты стабилизируют и частоты вспомогат. клистронов K_1 — K_4 . Подавив на смесительную-умножительные диоды разл. комбинации частот (указанные на схеме) и используя системы фазовой стабилизации и автоподстройки частоты, добиваются достаточно точного совпадения с частотами стабилизированных лазеров. Остающуюся разность частот определяют с помощью анализаторов спектра и, т. о., измеряют значение частот этих лазеров с погрешностью до единицы $\mu\text{Гц}$.

4. Эталон единицы силы электрического тока — ампера. Шкала силы электрич. токов — аддитивная шкала отношений. Определение ампера менялось дважды. По определению 1893, относящемуся к системе междунар. практич. электрич. единиц, междунар. ампер — неизменяющийся ток, к-рый, проходя через волюный раствор азотнокислого серебра, при соблюдении спецификации выделяет $0,0011180$ г серебра в 1 с. Э. ампера — серебряные вольтметры — создавались децигравимизовано, по определению и воспроизведению ампер не был независимой единицей, т. к. определялся через граммы и секунду.

В 1948 при создании МКСА (см. Система единиц) вместо междунар. практич. электрич. единиц были введены абс. практич. электрич. единицы: при этом размер ампера и др. электрич. единиц изменился. Междунар. ампер, определенный в 1893, стал равен $0,99985$ абс. ампера. Абс. практич. электрич. единицы вошли в СИ. Определение ампера в СИ — сила неизменяющегося тока, к-рый при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади кругового поперечного сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м друг от друга, вызывал бы на каждом участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н. Это определение связало ампер уже с тремя осн. единицами — метром, килограммом и секундой, оно не может быть воплощено в к.-л. техн. устройстве. Поэтому в большинстве стран в качестве Э. ампера использовались (и частично используются) установки, реализующие ампер путём измерения либо силы (ампер-весы разл. конструкции), либо момента силы, действующего на катушку с током, помещённую в магн. поле др. катушки. Модельные расчёты такого рода устройств содержат неопределённости в реализации междунар. определения. Отсутствие единой пригодной для реализации междунар. спецификации для этих устройств сделало необходимыми междунар. соглашения и принятие для единицы ампера иск-рого ср. значения, т. е. введение централизованной СОЕИ. Т. к. эталонные меры силы тока отсутствуют, случаются меры электрич. сопротивления, прокалиброванные на национальном Э. ампера — ампер-весах.

Разл. модификации ампер-весов конструктивно похожи. Все они выполняются из немагнитных материалов. К одной чашке весов подвешивается подвижная катушка, коаксиальная с неподвижной, большего диаметра. На другой чашке находится уравновешивающий груз. Обмотки катушек в простейшем случае соединены последовательно. Отличия сводятся к размерам катушек, числам витков, иногда к схеме подключения (со ср. точкой обмотки неподвижной катушки или без нее). При прохождении через них электрич. тока подвижная катушка втягивается в неподвижную или выталкивается из нее, и для восстановления равновесия нужно изменить массу уравновешивающего груза. Значение силы электрич. тока определяется выраже-

нием $I = \sqrt{\frac{mg}{\mu_0} \frac{\partial M}{\partial x}}$, где m — масса уравновешивающего груза; g — ускорение силы тяжести; M — взаимноиндуктивность; x — взаимное смещение катушек.

В процессе исследования все величины правой части определяются возможно точнее. Поэтому можно рассчи-

тать значение m , соответствующее, напр., силе электрич. тока в 1 А, а включив в цепь катушек эталонный резистор, можно откалибровать эталонные меры ЭДС.

Из приведенного описания ампер-весов следует, что если через катушки пропустить электрич. ток, сила к-рого определена с высокой степенью точности независимым методом, то можно рассчитать значение m , т. е. прокалибровать меру массы, не обращаясь к эталону килограмма. Такой путь создания эталона массы, связанного с ФФК и другими единицами, весьма привлекателен, однако пока не удалось достичь требуемой точности. Разрабатываются квантовые Э. ампера, основанные на измерениях магн. индукции методом ЯМР.

В 1992 утверждён национальный Э. ампера России, размер к-рого определяется с использованием квантовых Э. вольт и ома (см. Квантовая метрология), основанных на Джозефсона эффекте и квантовом Холла эффекте. Он воспроизводит иск-рые интервалы шкалы силы постоянных токов. В результате погрешности Э. ампера снизились на два порядка.

5. Эталон единицы термодинамической температуры — кельвина. Шкала термодинамич. темп-ры — пропорциональная шкала отношений. До введения термодинамич. шкалы темп-р применялись интервальные температурные шкалы (Фаренгейта, Реомюра, Цельсия), реализуемые с помощью жидкостных термометров. Их недостаток — нелинейное отклонение шкалы от термодинамической, обусловленное свойствами рабочих веществ. По предложению лорда Кельвина в 1848 размер единицы термодинамич. темп-ры был определен как $1/273,15$ интервала темп-р между точками плавления льда и кипения воды. Эта единица в 1954 г. получила назв. «градус Кельвина» (°К). В 1954 X Генеральная конференция по мерам и весам (ГКМВ) определила единицу термодинамич. темп-ры — градус Кельвина как $1/273,16$ термодинамич. темп-ры тройной точки воды. С 1967 единица термодинамич. темп-ры наз. кельвин (К).

Воспроизведение шкалы термодинамич. темп-ры по междунар. соглашениям регламентировано спецификациями, называемыми междунар. практич. мерными температурными шкалами (см. Температурная шкала). На практике применялись последовательно (по годам принятия, начиная с 1948) МПТШ-48, МПТШ-68, предварительная шкала ПТШ-76 на диапазон $0,5$ – 27 К, далее переходящая в МПТШ-68.

Шкала МТШ-90 распространяется на любые темп-ры выше $0,65$ К, она приближена к термодинамической с отклонениями, не превышающими 1 – 3 мК. В криогенной области она опирается на значения термодинамич. темп-р тройных точек водорода, неона, кислорода, аргона, ртути и основную — тройную точку воды. При темп-рах выше $273,16$ К МТШ-90 опирается ещё на ряд реперных точек в диапазоне до $1358,15$ К (1085°C).

Государственные первичные Э. России воспроизводят МТШ-90 в двух поддиапазонах: $0,8$ – $273,16$ К и $273,16$ – 2773 К. Осн. часть низкотемпературной Э. составляют две группы железо-родневых и платиновых термометров сопротивления. Каждая из них содержит 2 платиновых и 2 железо-родневых термометра, постоянно помещённых в блок сравнения — массивный цилиндр с четырьмя продольными каналами для термометров, что существенно повышает их долговрем. стабильность. Градуировочные зависимости термометров определены по результатам междунар. сравнений результатов, полученных национальными термометрич. лабораториями России, Великобритании, США, Австралии и Нидерландов; т. о. осуществлён централизованный вариант СОЕИ. В набор контрольной аппаратуры, помимо устройств для точных измерений сопротивления и давления, входит комплект устройств для реализации темп-р реперных точек, газовый интерполляц. термометр и криостат сравнения.

Контрольная аппаратура позволяет в случае крайней необходимости провести полную градуировку термометров Э., т. е. возможен переход от централизованной к децентрализованной СОЕИ.

Погрешности Э. кельвина (СКО) составляют 0,3—1,0 мК, НСП—0,4—1,5 мК, для (ЛЮ) значения темп-ры до 273,16 К, а при более высоких темп-рах—см. табл. 4.

Табл. 4.— Погрешности эталона в реперных точках МПШ-90

Реперная точка	Температура		Абсолютные погрешности, в К	
	К	°С	СКО	НСП
H ₂ O (тр)	273,16	0,01	5·10 ⁻⁵	1·10 ⁻⁴
Ga (пл)	203,9146	29,7646	5·10 ⁻⁵	2·10 ⁻⁴
In (ж)	429,7485	156,5985	1·10 ⁻⁴	2·10 ⁻⁴
Sn (ж)	505,078	231,928	1·10 ⁻⁴	2·10 ⁻⁴
Zn (ж)	692,77	419,62	2·10 ⁻⁴	2·10 ⁻⁴
Al (ж)	933,473	660,323	5·10 ⁻³	3·10 ⁻³
Ag (ж)	1234,93	961,78	7·10 ⁻³	5·10 ⁻³
Au (ж)	1337,33	1064,18	7·10 ⁻³	5·10 ⁻³
Cu (ж)	1355,77	1084,62	1·10 ⁻²	5·10 ⁻³

Примеч.: (тр)—тройная точка; (пл)—точка плавления; (ж)—точка затвердевания.

В промежуточных температурных точках погрешности могут быть несколько большими.

6. Эталон единицы силы света—кандель. Шкала силы света—единичная шкала отношений (см. *Фотометрия*). Определение канделы и соответствующее Э. менделеев. Первоначальные Э. единицы силы света (свечи) представляли собой свечи, приготовленные из определ. материалов, затем лампы с жидким горючим с лучшими по сравнению со свечами метрологич. характеристиками. Междунар. фотометрич. комиссией и Междунар. комиссией по освещению (МКО) создан (1921) междунар. Э. силы света—междунар. свеча—группа постоянно возобновляющихся электрич. ламп накаливания с угольной нитью.

В 1937 были созданы эталонные источники света, удовлетворяющие требованиям междунар. спецификации, в виде полных излучателей (модели *абсолютного черного тела*) с приспосабливаемой яркостью 60 кд/см² при темп-ре затвердевания платины. Т. о., был вновь осуществлен переход к дециметровому воспроизведению свечи (название в СИ—кандела) на более высоком уровне точности. При этом определении кандела связь световых и энергетич. величин оставалась неодиозначной, по мере совершенствования техники измерений и междунар. связей неодиозначность связи проявлялась всё заметнее. В 1979 на XVI ГКМВ принято новое определение канделы: сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматич. излучение частотой 540·10¹² Гц, энергетическая сила света λ -кого в этом направлении составляет $\frac{1}{683}$ Вт·ср⁻¹. Так была установлена однозначная связь световых и энергетич. величин, а макс. световая эффективность $K_m = 683$ лм/Вт фактически возведена в ранг точных (не имеющих погрешности) метрологич. констант.

Государственный Э. России представляет собой первичный фотометр, созданный на основе неселективного радиометра, *спектральная чувствительность* λ -кого скорректирована спец. жидкотонным фильтром под ф-цию $V(\lambda)$ —эмпирич. ф-цию относит. *спектральной световой эффективности* монохроматич. излучения с длиной волны λ . Коэф. преобразования радиометра без фильтра определяются путём измерений в вакууме интегрального по спектру потока излучения высокотемпературной модели абсолютного чёрного тела (модели чёрного тела—МЧТ)—двух коаксиальных трубок из карбида ниобия, нагреваемых в вакууме постоянным электрич. током до темп-ры 3000 К. В состав Э. входят также системы определения спектрального распределения излучения по темп-ре МЧТ, определения спектрального коэф. пропускания светофильтров, регистрации и обработки измерит. информации и передачи размера единицы. Первичный Э. воспроизводит единицу силы света в диапазоне 30±110 кд с СКО≤0,1·10⁻² и НСП≤0,25·10⁻².

Послеопределяется осуществляют два режима МЧТ при темп-рах T_1 и T_2 ($T_2 > T_1$) и неселективным радиометром измеряют отношение z интегральных по спектру излучения МЧТ энергий, яркости L_1 и L_2 , а также (с использованием монохроматора) отношение c_2 спектральных плотностей энергетич. яркостей $L_{1,\lambda}$ и $L_{2,\lambda}$ на длине волны λ , при λ -рой достаточна точность *Вина закона излучения*. В соответствии с этим законом и с учётом *Стефана—Больцмана закона излучения* получаются соотношения

$$z = \frac{L_2}{L_1} = \frac{T_2^4}{T_1^4}, \quad x = \frac{L_{2,\lambda}}{L_{1,\lambda}} = \exp \left(c_2 \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right).$$

Здесь $c_2 = hc/k$ —т. н. вторая постоянная излучения в *Планка законе излучения*. Преобразование этих соотношений даёт ф-лы для искомым значений темп-р:

$$T_1 = c_2 \frac{(z^{1/4} - 1)}{\lambda z^{1/4} \ln x} \quad \text{и} \quad T_2 = c_2 \frac{(z^{1/4} - 1)}{\lambda \ln x}.$$

7. Эталон единицы плоского угла—радиан. Шкала плоских углов—ограниченная абсолютная. Государственный Э. России воспроизводит значения углов не в радианах, а в градусах, 1 рад=57,29579° (угловые градус, минута и секунда относятся к единицам, используемым наравне с единицами СИ). Погрешность Э. не превышает 0,02" или 5·10⁻⁶ рад. Основа Э.—36-гранная кварцевая призма. В его состав входит также угломерная автоколлимаци. установка, состоящая из фотолетрич. автоколлиматоров с электронным цифровым отсчётным устройством для установкой и поворота 36-гранной призмы.

Осн. причины принятия при построении Э. градусной, а не радианной меры следующие: технологически легче изготовить и метрологически аттестовать призму, имеющую пары взаимно параллельных граней, чем клин, с углом при вершине в 1 рад; средства измерений, градуированные в радианах, не выпускаются, т. к. наиб. употребительные в технике и быту углы (90°, 60°, 45°, 30°) не выражаются целочисленно в радианной мере; поскольку на сегодня мы располагаем сколь угодно точным значением π , пересчёт градусной меры в радианную не даёт дополнит. погрешности, даже на эталонном уровне.

Э. телесного угла—*стерadiana*—не существует, нет и средств измерений для телесных углов. Телесные углы определяют путём измерения плоских углов; при телесном угле в 1 ср плоский угол при вершине конуса составляет 65°32'. Значение телесных углов Ω с осевой симметрией определяется по ф-ле

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right),$$

где α —плоский угол при вершине конуса в градусах.

В настоящее время (1996) радиан и стерadian отнесены к безразмерным производным единицам СИ.

Этапная база России. В государственных научных метрологич. центрах Госстандарта России имеется (по данным Государственного реестра) более 230 государственных Э. и средств измерений высшей точности, централизованно воспроизводящих и хранящих исходные для страны шкалы и размеры единиц измерений, наиб. широко используемых в народном хозяйстве (табл. 5).

Табл. 5.

Вид измерений	Величины и свойства, шкалы или единицы измерения которых воспроизводятся эталонами
1	2
Измерения геометрических величин	Длина, плоский угол; параметры шероховатости поверхности; отклонения от прямолинейности и плоскостности; параметры отклонения формы и расположения поверхностей вращения.

1	2
Измерения механических величин	Масса; числа твердости по шкалам Роквелла, Супер-Роквелла, Виккерса, Брилледа и Шора; сила; ускорение при ударном движении; смешение, скорость и ускорение при колебательном движении твердого тела; угловая скорость; постоянное угловое ускорение; скорости водного и воздушного потоков; крутящий момент силы
Измерения параметров потока, расхода, уровня объема вещества	Объемный расход газа и жидкости; массовый расход газа и жидкости; объемный расход нефтепродуктов и воды
Измерения давлений, вакуумные измерения	Давление абсолютное и избыточное; разность давлений; переменное (импульсное и гармоническое) давление на фоне постоянного
Измерения физико-химического состава и свойств веществ	Плотность и кинематическая вязкость жидкостей; объемное влагосодержание нефтепродуктов; относительная влажность газов; молярная доля компонентов в газах; водородный и иономерный показатели; окислительно-восстановительный потенциал; удельная электрическая проводимость электролитов
Термофизические и температурные измерения	Конечные температуры, количество теплоты расширения и реакции; температурный коэффициент линейного расширения твердых тел; теплопроводность; удельная теплоемкость; температура
Измерения времени и частоты	Интервалы времени, текущее время, частота
Измерения электрических и магнитных величин, радиотехнические и радиотелеметрические измерения	Сила электрического тока (постоянного и гармонического); ЭДС, электрическое гармоническое напряжение; электрическое сопротивление, емкость, индуктивность; магнитные индукция, поток и момент; мощность гармонических электромагнитных колебаний; спектральная плотность мощности шумового радиозлучения; относительная магнитная и диэлектрическая проницаемость; бикомплексная проницаемость; дифференциальная резонансная парамагнитная восприимчивость; напряженность электрического и магнитного полей (постоянных, гармонических и импульсных); угол фазового сдвига электрического напряжения; угол потерь; добротность
Измерения акустических величин	Звуковое давление в воздушной и водной средах
Оптические и оптико-физические измерения	Сила света; энергетическая яркость; сила излучения; энергетическая освещенность; спектральная плотность энергетической яркости; сила излучения и энергетическая освещенность; поток излучения (постоянный и импульсный); средняя мощность лазерного излучения; мощность и энергия импульсного лазерного излучения; координаты цвета и цветности; длина волны; угол вращения плоскости поляризации света; показатель преломления; оптическая плотность материалов
Измерения характеристик ионизирующих излучений	Активность радиоизотопов, бета-излучающих нуклидов в газах и радиоактивных аэрозолях; экспозиционная доза рентгеновского и гамма-излучений, импульсного рентгеновского излучения; полойонная доза бета-излучения и рентгеновского излучения; мощность экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений, импульсного рентгеновского излучения; мощность поглощенной дозы бета-излучения, фотонного и нейтронного излучения; мощность эквивалентной дозы нейтронного излучения; поток энергии рентгеновского излучения, импульсного рентгеновского излучения, тормозного излучения фотонов, электронов; плотность потока нейтронов импульсного рентгеновского излучения; флюенс нейтронов; поток нейтронов и электронов; плотность потока нейтронов

Лит.: Камке Д., Крмер К., Физические основы единиц измерения, пер. с нем., М., 1980; Актуальные проблемы метроло-

гии в радиоэлектронике, под ред. В. К. Коробова, М., 1985; Самойлов Л. Н., О метрологическом обеспечении измерений редуцированных величин, в сб.: Метрологическое обеспечение световых измерений, М., 1986; Брянский Л. Н., Дойников А. С., Крайкий справочник метролога, М., 1991; Брянский Л. Н., Дойников А. С., Кручиня Б. Н., Шкалы измерений, «Законодательная и прикладная метрология», 1993, № 3.

Л. Н. Брянский, А. С. Дойников, Б. Н. Кручиня.

ЭТАЛОНЫ МАГНИТНЫЕ. В СИ единицы измерения магн. величин — производные. В этой единицы системе им соответствуют государственные *эталонные индуктивности* (генри), магн. потока (вебер), магн. индукции (тесла), магн. момента (A/m^2), дифференциальной резонансной параметр. восприимчивости — ДРПВ (Tl^{-1}), относительной нач. магнитной проницаемости — ОНМП (безразмерная величина), напряженности магн. поля (A/m). ОНМП описывается абсолютной неограниченной шкалой, остальные величины — шкалами отнесенной (см. *Шкалы измерений*).

В состав эталона индуктивности входят тороидальные катушки индуктивности и индуктивно-емкостный измерит. мост. Эталон магн. потока содержит катушку магн. потока типа Кемпбелла и установку для измерения приращений магн. потока. Эталонные магн. индукция в зависимости от диапазона воспроизводимых значений имеют разл. воплощение: малые значения (до $10^{-3} Tl$) воспроизводятся с помощью эталонной катушки магн. индукции, эталон, производящий ср. (до $1,2 Tl$) значения, содержит измеритель магн. индукции, построенный на использовании *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР), и источник магн. поля — электромагнит с железным сердечником. Эталон на значения более $1,2 Tl$ содержит эталонный тесламетр и источник магн. поля — сверхпроводящие соленоиды. Измеряемое тесламетром значение магн. индукции пропорционально частоте ЯМР протона и постоянной тесламетра $C_p = 2\pi/\gamma_p$, где γ_p — *магнитомеханическое отношение* протона. Эталон магн. момента состоит из набора мер в виде катушек на кварцевых каркасах и компаратора магн. момента. Эталон ОНМП также представляет собой набор мер, но из магн. материалов (*магнетиков*), и компаратор, работающий на фиксированной частоте 100 МГц. Эталон ДРПВ — абс. и относит. ЭПР-спектрометры (см. *Электронный парамагнитный резонанс*) и комплект мер кол-ва парамагн. центров. Эталон напряженности магн. поля по своей структуре отличается от всех выше перечисленных, поскольку определяет одну из компонентов эл.-магн. поля; он представляет собой группу рамочных излучателей (антенн) на диапазон $0,01 - 30 MГц$, набор симметрирующе-согласующих элементов и индикаторных устройств.

Л. Н. Брянский.

ЭТВЕШ (Э, Е) — внесистемная единица градиента ускорения свободного падения, равная изменению этого ускорения на $10^{-3} cm/c^2$ на расстоянии в 10 км по нормали к поверхности Земли. Названа в честь Л. Этвеша (L. Eötvös). $1 \text{ Э} = 10^{-9} c^{-2}$.

ЭТИНГСХАУЗЕНА ЭФФЕКТ — возникновение поперечного градиента темп-ры V_T в проводнике с током, помещенном в магн. поле H . Открыт в 1886 А. Эттингсхаузом (A. Ettingshausen). В изотропном образце

$$V_T = A_3 [Hj],$$

где j — плотность эл.электрич. тока; A_3 — коэф. Эттингсхаузена.

Э. э. обусловлен разделением траекторий носителей заряда (переносчиков ток j) *Лоренца силой*. Сила, действующая на носители заряда в магн. поле, в среднем компенсируется эл.электрич. полем Холла (см. *Холла эффект*). Полная компенсация имеет место лишь для носителей заряда, движущихся с нек-рой ср. скоростью; траектории более быстрых (горячих) носителей заряда отклоняются к одной стороне образца, более медленных (холодных) — к противоположной, что и приводит к возникновению градиента темп-ры поперек образца. Знак Э. э. не зависит от знака носителя.

В *вырожденных полупроводниках* ток переносит носители с энергиями, лежащими в слос шириной $\sim kT$ близки энер-

гии Ферми δ_F . Коэф. A_2 при этом порядка kT/δ_F , т. е. мал. При смешанной проводимости возникает bipolarный вклад в Э. э., связанный с совместным движением электронов и дырок, и A_2 сильно возрастает ($\sim \delta_F/kT$, где δ_F — ширина запрещенной зоны). В случае низких температур коэф. A_2 содержит вклад, связанный с эффектом *увеличения электронов фононами*, а в квантовых магн. полях он должен испытывать *квантовые осцилляции*.

Э. э. применяется в термоэлементах, основанных на эффекте Пельтье и используемых для термоэлектрич. охлаждения; явление сильного магн. поля в термоэлементе из полупроводника с совб. проводимостью (напр., сплава В1—Sb) обеспечивает высокую эффективность охлаждения за счёт большой величины A_2 .

Лит. см. при статье *Термоэлектронные явления, Нерста — Эттингсауэра эффект*. А. Э. Мейерович.

ЭФИР (греч. αἴθερ) м и р о в о й — световой эфир, гипотетическая всепроникающая среда, к-рой наука пророцких столетий приписывала роль переносчика света и вообще эл.-магн. взаимодействий.

Первоначально Э. о. понимали как механич. среду, подобную упругому телу. Соответственно распространение световых волн уподоблялось распространению звука в упругой среде, а напряжённости эл. и магн. полей отождествлялись с механич. натяжениями. Гипотеза механич. Э. встретила с большими трудностями. Так, поперечность световых волн требовала от Э. свойств абсолютно твёрдого тела, по в то же время полностью отсутствовало сопротивление Э. движению небесных тел. Трудности механич. интерпретации Э. привели в кон. 19 в. к отказу от создания его механич. моделей. Нерешённым оставался лишь вопрос об участии Э. в движении тел. Возникшие при этом трудности и противоречия были преодолены в созданной А. Эйнштейном спец. теории относительности, к-рая полностью сняла проблему Э., упрядив его (см. *Относительности теория, Электродинамика движущихся сред*).

С совр. точки зрения *вакуум* (вакуумное состояние) обладает нек-рыми свойствами обычной материальной среды. Однако его не следует путать с Э., от к-рого он принципиально отличается уже потому, что эл.-магн. поле является самостоятельным физ. объектом, не нуждающимся в спец. носителе.

Лит.: Борн М., Эйнштейновская теория относительности, пер. с англ., 2 изд. М., 1972.

ЭФФЕКТ КАЗИМИРА — совокупность физ. явлений, обусловленных специфической *поляризацией вакуума* квантовых полей вследствие изменения спектра *нулевых колебаний* в областях с границами и в пространствах с нетривиальной топологией. Предсказан Х. Казимиром в 1948 [1] на примере появления силы притяжения между двумя плоскопараллельными, нейтральными, идеально проводящими пластинами, помещёнными в вакууме на расстоянии a друг от друга. В результате обращения в нуль на пластинах тангенциальной составляющей эл. и магн. полей нулевых колебаний в вакууме между пластинами возникает поляризация энергии \mathcal{E} , и как следствие, на единицу их площади действует сила

$$F = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial a} = -\frac{\pi^2 \hbar c}{240 a^4}. \quad (1)$$

Для $a = 0,5$ мкм $F \approx 0,2 \cdot 10^{-5}$ Н/см², что было подтверждено экспериментально М. Спирназем в 1958 [2]. Э. К. в областях с границами, обусловленными нулевыми колебаниями эл.-магн. поля, является предельным случаем ван-дер-ваальсовых сил (см. *Межмолекулярное взаимодействие, Межмолекулярное взаимодействие*), когда расстояния между границами достаточно велики и становятся существенными эффекты запаздывания. Э. К. для квантовых полей с разным спином в областях с границами и в пространствах с нетривиальной топологией стал самостоятельной областью исследований и находит многочисл. приложения в физике элементарных частиц и космологии [3—5].

Квантовополевая теория Э. К. основана на изучении *вакуумных средних* тензора энергии-импульса $T_{\alpha\beta}$ рассматриваемого квантового поля. В квантовой теории поля для неограниченного пространства Минковского с евклидовой топологией плотность энергии вакуума $\langle 0_M | \rho | 0_M \rangle$ полагают равной нулю, что сводится к изменению на $\hbar\omega/2$ начала отсчёта энергии каждой моды. Приписывание вакуумному состоянию нулевых значений *наблюдаемых* следует также из его инвариантности относительно группы Пуанкаре. При наличии граничных условий, связанных с конечностью объёма квантования или с его нетривиальной топологией (возникающей, напр., при отождествлении предел. точек), имеется бесконечный набор разл. вакуумных состояний $|0\rangle$ для разных объёмов или параметров топологии. склейки. Данные состояния переходят одно в другое при адиабатич. (без возбуждения квантов) изменении параметров системы (напр., значения a). Поэтому физически некорректно приписывать всем им наперёд заданное (нулевое) значение энергии, тем более что при наличии границ отсутствует пункт являющегося инвариантом. Основной характеристикой Э. К. является регуляризованный вакуумный тензор энергии-импульса:

$$\langle T_{\alpha\beta} \rangle = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} [\langle 0 | T_{\alpha\beta} | 0 \rangle_\epsilon - \langle 0_M | T_{\alpha\beta} | 0_M \rangle_\epsilon],$$

где индекс α условно обозначает введение обрезательной ф-ции под знаком расходящихся интегралов и сумм, обрабатываемых в единицу при $\epsilon \rightarrow 0$. Независимость полученных результатов от вида обрезательной ф-ции доказывается с помощью быстроходящихся методов суммирования, напр. с помощью формулы Абеля — Плана:

$$\sum_{n=0}^{\infty} F(n) - \int_0^{\infty} F(t) dt = \frac{F(0)}{2} + i \int_0^{\infty} dt \frac{F(it) - F(-it)}{\exp 2\pi t - 1}. \quad (2)$$

В конкретных задачах сумма в левой части (2) выражает ср. значение тензора энергии-импульса по вакууму $|0\rangle$, а интеграл — по $|0_M\rangle$. Для аналогичных целей используют методы регуляризации с помощью обобщённой функции ζ Римана и Z-функции Эшштейна. Целый ряд методов вычисления величины $\langle T_{\alpha\beta} \rangle$ основан на ковариантном разложении аргументов в билинейной форме тензора энергии-импульса и анализе информации, содержащейся в *Три-и функции* квантового поля рассматриваемой конфигурации.

Применение перечисленных методов позволило вычислить вакуумную энергию \mathcal{E} и соответствующую силу Казимира в целом ряде случаев. Так, для эл.-магн. поля при наличии проводящей сферы радиуса a (Т. Бойер, Т. Воуэт, 1968)

$$\mathcal{E} = 0,09235 \frac{\hbar c}{2a}, \quad F = 0,09235 \frac{\hbar c}{2a^2}.$$

В отличие от (1) для сферы $\mathcal{E} > 0$, что соответствует отталкиванию противоположных участков \mathcal{E} поверхности. Для параллелепипеда знак \mathcal{E} зависит от соотношения длин его рёбер, и при выполнении условий \mathcal{E} обращается в нуль (С. Г. Мамаев, Н. Н. Трунов, 1979). Проведены также вычисления Э. К. для конфигурации двугранного угла, для спирного поля между проводящими пластинами, для полей с самодействием, для объёмов, ограниченных движущимися стенками; разработаны методы учёта неидеальности границ (получены поправки на конечность проводимости материала стенок [6], на шероховатости разных типов [6] и т. д.). Большое число результатов по вычислению Э. К. отнеслось к пространствам с нетривиальной топологией. Так, для закрытых изотропных *космологических моделей* с масштабным фактором a (в них пространство является 3-сферой с топологией S^3) казимировская плотность энергии безмассовых скалярного и спириного полей дается выражениями (Л. Форд, Л. Форд, 1975)

$$\langle T_{00}^{(0)} \rangle = \frac{\hbar c}{480\pi^2 a^4}, \quad \langle T_{00}^{(1/2)} \rangle = \frac{17\hbar c}{960\pi^2 a^4}. \quad (3)$$

В пространствах с кривизной вакуумные средние физические наблюдаемые, вообще говоря, отличаются от нуля независимо от их топологич. свойств. В соответствии с этим в рассматриваемом случае казимировские слагаемые (3) добавляются к поляризации плотности энергии, зависящей от производных λ по времени, и к нелокальным членам, описывающим плотность энергии частиц, рождённых из вакуума гравит. полем. Э. К. рассчитан не только для обычных, но также для скрученных и автоморфных полей в пространствах с топологией сферы, цилиндра, тора, листа Мёбиуса, бутылки Клейна и др. [5].

Роль Э. К. в разл. областях физики связана как с уникальностью сил Казимира (они не зависят ни от масс, ни от зарядов, ни от иных констант связи), так и с тем, что данный эффект является по существу единственным макроскопич. проявлением структуры вакуума квантованных полей. В модели мешков *квантовой хромодинамики* конфайнмент кварков (см. *Удержание цвета*) в адроне обеспечивается нулевым значением тока через поверхность мешка. Данное граничное условие приводит к появлению казимировской энергии кварковых и глюонных полей, к-рая составляет $\approx 10\%$ массы адрона и должна учитываться при расчёте его свойств. В *Калуцы—Клейна теории* предполагается, что дополнит. (к трём известным) пространственные измерения образуют компактное многообразие с размером порядка планковской длины. При этом компактификация может быть достигнута в результате самосогласованного решения ур-ний Эйнштейна, в правой части к-рых учтён казимировский тензор энергии-импульса $\langle T_{\mu\nu} \rangle$ бозонных и фермионных полей. Подобный подход широко используется в квантовой гравитации и супергравитации [7]. В космологии аналогичным образом казимировская плотность энергии определяет нестационарную Вселенную инфляц. типа в классе пространственно плоских моделей с топологией 3-тора (Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, 1984). Наконец силы Казимира между макротелами являются весьма чувствительными к наличию дополнительных (ис электрических и не гравитационных) дальнедействующих сил, описываемых степенной зависимостью от расстояния либо потенциалом Юкавы. Такие силы возникают в результате обмена между атомами макротел лёгкими и безмассовыми элементарными частицами, предсказанными в рамках единых калибровочных теорий, *суперсиметрии* и супергравитации (арион, скалярный аксион, дилатон, антигравитон спина-1 и др.). Измерения сил Казимира позволяют в ряде случаев получить наилучшие ограничения на константы таких сил и параметры ответственных за них гипотетических элементарных частиц [8].

Лит.: 1) Casimir H. B. G., On the attraction between two perfectly conducting plates, «Proc. Kon. Nederl. Akad. Wetk.», 1948, v. 51, p. 793; 2) Sparnaay M. J., Measurement of attractive forces between flat plates, «Physica», 1958, v. 24, p. 751; 3) Plunien G., Müller В., Greife W., The Casimir effect, «Phys. Rep.», 1986, v. 134, p. 87; 4) Мостепаненко В. М., Трунов Н. В., Эффект Казимира и его приложения, «УФН», 1988, т. 156, с. 385; 5) ил же, Эффект Казимира и его приложения, М., 1990; 6) Bordag M., Klimchitskaya G. L., Mostepanenko V. M., The Casimir force between plates with small deviations from plane parallel geometry, «Int. J. Mod. Phys.», 1995, v. 10A, p. 2661; 7) Buchbinder L. L., Odintsov S. D., Shapiro J. L., Effectiveness in quantum gravity, IOP Publ. Bristol, 1992; 8) Mostepanenko V. M., Sokolov I. V., Hypothetical long-range interactions and restrictions on their parameters from force measurements, «Phys. Rev. D», 1993, v. 47, p. 2882.

В. М. Мостепаненко.

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА — величина, имеющая размерность массы и характеризующая динамич. свойства *квантизации*. Напр., движение *электрона проводимости* в кристалле под действием внеш. силы F и сил со стороны кристаллич. решётки в ряде случаев может быть описано как движение свободного электрона, на к-рый действует только сила F (закон Ньютона), по с Э. м., отличной от массы m_0 свободного электрона. Это отличие отражает взаимодействие электрона проводимости с решёткой (см. *Теория твёрдого тела*, *Зонная теория*, *Квантклассическое приближение*).

В простейшем случае изотропной зависимости энергии ϵ электрона от его квазиимпульса p Э. м. — скалярная величина, определяемая соотношением

$$\frac{1}{m} = \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial p^2} \quad (1)$$

Если зависимость $\epsilon(p)$ (*дисперсия закон*) анизотропна, то Э. м. представляет собой тензор. Компоненты тензора обратных Э. м.

$$\left(\frac{1}{m}\right)_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial p_\alpha \partial p_\beta} \quad (2)$$

Это означает, что ускорение электрона в кристаллич. решётке в общем случае направлено не параллельно внеш. силе F . Оно может быть направлено даже антипараллельно F , что соответствует отрицат. значению Э. м. Для электронов с отрицат. Э. м. оказалось удобным ввести в рассмотрение положительно заряженные квазичастицы — дырки с положительной Э. м.

При изучении гальваномагнитных явлений пользуются т. н. циклотронной Э. м. электронов и дырок:

$$m^* = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S}{\partial \omega} \quad (3)$$

где S — площадь сечения изокренической поверхности $\epsilon(p) = \text{const}$ плоскостью, перпендикулярной магн. полю H . Навб. важные методы определения Э. м. электронов проводимости и дырок в металлах и полупроводниках — *циклотронный резонанс*, измерение *электронной теплоёмкости* и др.

Из-за *электрон-фононного взаимодействия* Э. м. электронов, движущихся в поле ионов кристаллич. решётки, перенормируется, причём масс. перенормировку претерпевает Э. м. электронов на (вблизи) *ферми-поверхности*; у электронов с энергией $\epsilon - \epsilon_F \gg \hbar\omega_D$ (ω_D — дебаевская частота) Э. м. практически не перенормируется. Благодаря этому в ф-лы, описывающие термодинамич. и кинетич. свойства металлов при низких тем-рах ($kT \ll \hbar\omega_D$), входит перенормированная Э. м., а в ф-лы, описывающие свойства металла при $kT \gg \hbar\omega_D$, а также оптич. свойства для частот $\omega \gg \omega_D$, — неперенормированная Э. м.

Понятие Э. м. обобщают для др. типов квазичастиц (*фононов*, *фотонов*, *экситонов* и др.). В теории *квантовой жидкости* для квазичастиц — *фермионов* с изотропным законом дисперсии Э. м. наз. отношение $m = p_0/v_0$, где p_0 и v_0 — абс. значения импульса и скорости квазичастицы при абс. pulse тем-ры, соответствующие *ферми-энергии*. Э. м. атома жидкого ^3He равна 3,08 m_0 , где m_0 — масса свободного атома ^3He (см. *Гелий жидкий*).

Лит. см. при ст. *Квазичастица*.

М. И. Казанов.

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА звезды (T_*) — параметр, характеризующий *светимость* звезды, т. е. полное кол-во энергии, излучаемое звездой в единицу времени. Э. т. связана со светимостью L и радиусом звезды R соотношением $L = 4\pi R^2 \sigma T_*^4$, где $4\pi R^2$ — площадь поверхности звезды. Т. о., Э. т. равна темп-ре абсолютно чёрного тела, с единицы поверхности к-рого в единицу времени (в соответствии со *Стефаном—Больцмановым законом излучения*) излучается энергия $L/4\pi R^2$.

Для расчёта T_* по приведённой ф-ле нужно знать значения L и R . Однако радиусы R найдены прямым путём (с помощью интерферометра или из наблюдений затменных *двойных звёзд*) лишь для немногих звёзд. Но даже для этих звёзд прямое определение Э. т. затруднено, т. к. для перехода от видимой *звёздной величины* к светимости необходимо знать не только расстояние до звезды, но и болометрическую поправку, характеризующую разницу между полным излучением звезды и её излучением в видимой области спектра. Значит, трудность представляет также учёт поглощения УФ- и ИК-излучений звезды атмосферой Земли. Поэтому светимость звезды обычно находят по видимой *звёздной величине* посредством введения болометрич. поправок, к-рые для горячих звёзд вычисляют теоретически, а для холодных оценивают эмпирически. Из-за

мезаназия радиусов звезд очень большое значение имеет оценка Э. т. звезды по ее спектру. Обычно пользуются связью между Э. т. и *спектральным классом*, к-рая устанавливается на основании теоретич. расчётов. В расчётах исходит из определ. потока излучения с единицы поверхности звезды (т. е. задают Э. т. звезды) и ускорения силы тяжести g , к-рое служит параметром. На основе данных о хим. составе звезды можно рассчитать структуру фотосферы, излучение в непрерывном спектре и в линиях поглощения. Сравняя расчётные интенсивности непрерывного спектра и спектральных линий с данными наблюдений для звезд разных спектральных классов и светимости классов, устанавливают соответствующие этим классам значения Э. т. и g (т. е. устанавливают шкалу Э. т.).

Определив по спектральному классу Э. т. звезды, можно по известной светимости вычислить ее радиус. Именно таким способом обычно оценивают размеры звезд.

Иногда понятие Э. т. применяют и для др. космич. объектов. *К. В. Бычков.*

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ — см. *Сечение.*

ЭФФЕКТИВНЫЙ ЗАРЯД в квантовой теории поля — ф-ция, описывающая изменение *заряда* (константы взаимодействия), к-рое необходимо осуществлять, чтобы скомпенсировать изменение величины ренормировочного параметра.

В процессе устранения *ультрафиолетовых расходимостей* в моделях квантовой теории поля неизбежно появление нового размерного (т. е. ренормировочного) параметра (см. *Ренормализационная группа*). Он не является физическим, т. к. согласно принципу ренормализационной инвариантности, изменение ренормировочного параметра $\mu \rightarrow \mu'$ не приводит к-л. изменениям физ. величин, если оно сопровождается вполне определённым преобразованием др. параметров (зарядов: $g_i \rightarrow g'_i$, масс: $m_j \rightarrow m'_j$ и др.). Явный вид такого преобразования в случае заряда g задается ф-цией G , называемой Э. з., в случае массы m_j — эфф. массой M_j и т. д. В простейшей ситуации одного заряда g и отсутствия зависимости от масс определение Э. з. таково:

$$g' = G(t, g), \quad t = \ln \mu'/\mu.$$

Ф-ция $G(t, g)$ в силу группового характера ренормализационных преобразований удовлетворяет ур-нию

$$\frac{\partial}{\partial t} G(t, g) = \beta [G(t, g)], \quad G(0, g) = g.$$

где $\beta(g)$ — ф-ция перенормировки заряда. Зная $\beta(g)$, можно однозначно восстановить $G(t, g)$.

Исторически понятие Э. з. пришло на смену возникшему ранее и идейно весьма близкому понятию *инвариантного заряда*. Роль, к-рую играют инвариантный и Э. з. в метод ренормгруппы, видна из соотношения $f(\ln p/\mu, g) = f[0, G(\ln p/\mu, g)]$, справедливого для физ. величин, зависящих от одного импульсного аргумента p . Видно, что эффективно параметром разложения для f является не заряд g , а ф-ция $G(\ln p/\mu, g)$ (отсюда и её назв. — Э. з.). В теориях с *асимптотической свободой*, где $G(\ln p/\mu, g)$ стремится к нулю с ростом импульса p , новый параметр разложения $G(\ln p/\mu, g)$ при больших импульсах становится малым, и мы получаем улучшенную теорию возмущений (по сравнению с исходной, основанной на разложении по параметру g , к-рый малым не является).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Веление в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Коллинз Дж., Перенормировка, пер. с англ., М., 1988. *А. А. Владимирев.*

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ в квантовой теории поля — зависящая от производных поля часть плотности *производящего функционала для верхних частей*, описывающая поведение системы с учётом квантовых поправок. Рассмотрим действительно скалярное поле $\Phi(x)$ с лагранжианом

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{2} \partial_\mu \Phi(x) \partial^\mu \Phi(x) - V_0[\Phi(x)],$$

Величина $V_0(\Phi)$ наз. *древесным Э. ф.* (классическим) и имеет смысл плотности энергии *вакуума* в случае постоянного скалярного поля Φ . Можно определить Э. п. $V(\Phi)$ и с учётом квантовых поправок [1—3] как плотность энергии вакуума, для k -рого среднее значение квантованного оператора поля $\Phi(x)$ по вакуумному состоянию равно Φ . Нетривиальным минимум Э. п. $V(\Phi)$ соответствует спонтанному нарушению дискретной симметрии $\Phi(x) \rightarrow \Phi(-x)$ (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В рамках *возмущенной теории* развиты методы регулярного вычисления Э. п.

Лит.: 1) Goldstone J., Salam A., Weinberg S., Broken symmetries, «Phys. Rev.», 1962, v. 127, p. 965; 2) Coleman S., Weinberg S., Radiative-corrections as origin of spontaneous symmetry breaking, «Phys. Rev.», 1973, v. D7, p. 1888; 3) Jackiw R., Functional evaluation of effective potential, «Phys. Rev.», 1974, v. D9, p. 1686. *Н. В. Краснов.*

ЭФФУЗИЯ (от лат. effusio — выливание) — медленное истечение газов через малые отверстия. Различают два случая. 1) Диаметр отверстия мал по сравнению со ср. длиной свободного пробега молекул (давление газа в сосуде очень мало). В этом случае имеет место молекулярное истечение, при к-ром столкновения между молекулами не играют роли. При этом общая масса газа, вытекающая за единицу времени через отверстие,

$$Q = (p_1 - p_2) S \sqrt{\mu/(2\pi RT)}, \quad (*)$$

где S — площадь отверстия, μ — молекулярная масса газа, p_1 и p_2 — давления газа по обе стороны отверстия. На зависимости (*) основан эффузионный метод измерения очень малых давлений ($\sim 0,1$ — $0,01$ Па). 2) Когда давление газа настолько велико, что ср. длина свободного пробега молекул меньше диаметра отверстия, истечение газа происходит по законам *гидродинамики*: газ вытекает из отверстия в виде струи, объём его, проходящий в единицу времени, пропорционален $1/\sqrt{p}$, где p — плотность газа. По времени истечения газом через малые (диаметром $\sim 0,10$ — $0,01$ мм) отверстия определяют плотность газа. Если же давление в сосуде значительно больше внеш. давления, то кол-во вытекающего газа пропорционально давлению в сосуде.

ЭХО ПЛАЗМЕННОЕ — самопроизвольный когерентный отклик плазмы на внеш. эл.-магн. воздействие, происходящий с пространств. или временным сдвигом относительно этого воздействия и обусловленный обращением процесса безостановит. релаксации возбудителя за счёт нелинейности либо неоднородности плазмы.

Виды Э. п. и условия наблюдения. В зависимости от постановки эксперимента различают два осн. вида Э. п.: временное и пространственное. Пространств. Э. п. возникает, когда области эл.-магн. воздействия (источника) и когерентного отклика плазмы разнесены в пространстве, и действие источника и отклик плазмы происходит практически одновременно. Если источник и отклик плазмы пространственно совмещены, но отклик плазмы возникает с нек-рым запаздыванием во времени, то говорят о временном Э. п. Возможен и комбинарный вариант — пространств.-временное Э. п., возникающее, напр., при воздействии на плазму двумя последовательными электрич. импульсами с помощью разнесенных в пространстве сеток.

Э. п. может наблюдаться в разл. условиях: в изотропной плазме, в плазме, находящейся во внеш. магн. поле, на модах непрерывного спектра возбудителей ленгмювской турбулентности, на поверхностных колебаниях неоднородного переходного слоя холодной плазмы. Э. п. может возникнуть и в столкновительной плазме полупроводников, а также в сильно вырожденной электронной плазме, примером к-рой могут служить свободные носители заряда в металлах (см. *Плазма твёрдых тел*).

Э. п. приводит к ряду нелинейных явлений, напр. к локальному нелинейному преобразованию эл.-магн. волн, просветлению закрытых скалярных плазменных слоёв в т. д. Э. п. может быть использовано для диагностики плазмы;

в твердотельной плазме с помощью Э. и изучают зонную структуру нулироводников и металлов, взаимодействие частиц с границей; в слаботурбулентной плазме исследуют турбулентные процессы. Линейное Э. п. в неоднородном магн. поле существенно увеличивает поглощение быстрой магнитозвуковой волны при *нагреве плазмы* в магн. ловушках на второй гармонике ионной gyroчастоты. Э. п. может возникать и в космич. плазме.

Возникновение Э. п. обусловлено существованием непрерывного спектра колебаний плазмы (см. *Трансформация волн* в плазме) и отражает наличие «памяти» на микроскопич. уровне системы о внеш. воздействии. Обращение процесса безстолкновительной релаксации возбуждений, выявляющее эту скрытую память, происходит благодаря фазовой фокусировке мод непрерывного спектра. Диссипативные факторы (столкновения заряж. частиц, диффузия ленгмюровских плазмонов и др.), разрушающие память системы, ограничивают возможности наблюдения Э. п. В реальных условиях для обнаружения пространств. Э. п. необходимо, чтобы эффективная *длина свободного пробега* частиц плазмы значительно превышала расстояние от источника до точки возникновения Э. п. В случае временного Э. п. время между столкновениями частиц должно быть значительно больше интервала между импульсами.

Э. п. может возникать на ленгмюровских, ионно-звуковых, циклотронных и др. волнах. В однородной плазме Э. п. является сугубо нелинейным эффектом, поскольку только нелинейность приводит к фазовой фокусировке мод непрерывного спектра, т. е. к обращению процесса безстолкновительной релаксации возбуждений (в частности, обращению *Ландау затухания*). Фазовая фокусировка мод непрерывного спектра возможна и за счёт неоднородности, напр. неоднородности плотности плазмы либо неоднородности удерживающего плазму внеш. магн. поля. В этом случае возможно наблюдение линейного Э. п.

Механизм возникновения эха в однородной плазме

Пространственное Э. и. в изотропной плазме. Возникновение пространственного ислнейного Э. п. можно рассмотреть на простом примере. Пусть в плазме находится сетка, на к-рую подается периодич. электрич. сигнал с частотой ω_1 и амплитудой электрич. поля E_1 . На нек-ром расстоянии l от неё расположена 2-я сетка, на к-рую подается сигнал с частотой ω_2 и амплитудой E_2 . Сетки возбуждают в плазме ленгмюровские волны (рис.), к-рые вследствие затухания Ландау поглощаются на расстояниях от источника, порядка обратного пространств. *декремента затухания* $l_{1,2} \sim 1/k(\omega_{1,2})$. Однако несмотря на затухание ленгмюровских волн, на расстоянии $z_2 = \omega_2 l / \omega_1$ от 1-й сетки, существенно превышающее $l_{1,2}$, наблюдается самопроизвольно возникающий электрич. им-

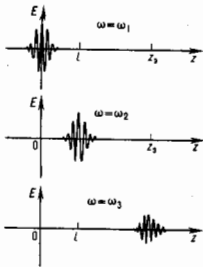


Схема возникновения пространственного плазменного эха второго порядка.

пульс на разностной частоте $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ — эхо. Физ. механизм возникновения Э. п. связан с тем, что одновременно с ленгмюровскими волнами источник возбуждает в безстолкновительной плазме незатухающие моды непрерывного спектра, соответствующие модулированным микропоток. частиц. Нелинейная интерференция этих мод и приводит к спонтанному возникновению макроскопич. электрич. поля. Механизм генерации Э. п. носит, по существу, кинематич. характер и наиб. кратко может быть описан в рам-

ках т. и. баллистич. сближения в результате решения кинетич. уравнения свободного движения заряженных частиц $\partial f/\partial t + v \partial f/\partial z = 0$. Сетка 1 возбуждает в плазме моды непрерывного спектра вида

$$f_1 = E_1 g_1(v) \exp[-i\omega_1(t-z)/v], \quad (1)$$

где гладкая ф-ция $g_1(v)$ описывает распределение частиц по скоростям. 2-я сетка вносит в плазму новое возмущение типа (1) на частоте ω_2 . Кроме того, она модулирует с частотой ω_3 моды непрерывного спектра (1), порождая тем самым во 2-м порядке по амплитудам источников пельнейное возмущение ф-ции распределения

$$f_{12} = E_1 E_2 g_{12}(v) \exp[i\omega_3 t + i\omega_2 z/v - i\omega_2(z-l)/v], \quad (2)$$

являющееся источником эхового сигнала. Для существования Э. п. необходимо, чтобы микропоток. частиц модулировались последовательно: сначала источником на частоте ω_1 , а затем источником на более высокой частоте ω_2 . В точке возникновения эха z , фаза ф-ции распределения (2) не зависит от скорости частиц v , т. е. микропоток. частиц являются когерентными. Это приводит при суммировании по скоростям микропоток. к появлению в окрестности точки z , макроскопич. плотности заряда и соответственно электрич. поля, осциллирующих на разностной частоте ω_3 . Область локализации источника эхового сигнала, являющегося суперпозицией мод непрерывного спектра (2), имеет характерный размер $\Delta z_s \sim v_{Te} / \omega_3$, где v_{Te} — тепловая скорость электронов плазмы. На расстояниях $\Delta z \gg z_2$ от точки эха источник эхового сигнала быстро затухает за счёт фазового перемешивания мод непрерывного спектра. При максвелловском распределении частиц плазмы по скоростям затухание происходит по закону

$$\exp[-(3/4)(\omega_3 |z - z_2| / v_{Te})^{2/3}]. \quad (3)$$

В баллистич. приближении частоты $\omega_{1,2,3}$ значительно превышают плазменную ω_{pe} (см. *Волны в плазме*), поэтому возбуждаемому источнику эхового сигнала электрич. поле имеет максимум в точке эха z_s , а при удалении от неё убывает по закону (3). Однако если разностная частота ω_3 близка к плазменной ($\omega_3 - \omega_{pe} \ll \omega_{pe}$), Э. п. асимметрично по форме: слева от точки эха z_s магн. поле затухает по экспоненте (3) на расстояниях порядка дебаевского радиуса $\lambda_{De} = v_{Te} / \omega_{pe}$, а справа, за счёт дополнит. возбуждения медленно затухающей ленгмюровской волны, — на гораздо больших расстояниях — порядка обратного пространств. *декремента затухания* ленгмюровской волны $1/k(\omega_3)$. В случае близких частот источников разностная частота может попасть в диапазон ионно-звуковых частот собств. колебаний плазмы, тогда справа от точки эха возбуждается бегущая ионно-звуковая волна.

Кроме Э. п. 2-го порядка по амплитудам источников, возможны эффекты Э. п. высших порядков, напр. 3-го порядка на поперечных волнах в изотропной плазме. В ограниченной плазме выявляются новые особенности Э. п., в частности возможно эхо от одного источника, эховые сигналы заданного порядка могут наблюдаться одновременно по множестве точек.

Временное Э. и. в изотропной плазме. В случае временного Э. п. 2-го порядка 1-й электрич. импульс $E_1 \delta(t) \exp(ik_1 z)$, периодический в пространстве, возбуждает ленгмюровскую волну и пакет мод непрерывного спектра (k_1 — волновой вектор). После того как вызванное 1-м импульсом макроскопич. возмущение плазмы исчезает, 2-й импульс с амплитудой E_2 и со сдвигом во времени t возбуждает др. ленгмюровскую волну и моды непрерывного спектра с волновым вектором k_2 , а также модулирует за счёт нелинейности оставшееся микровозмущение от 1-го импульса, порождая модулированные на длине волны $\lambda_3 = 2\pi/k_3$ (где $k_3 = k_2 - k_1$) микропоток. частиц. Макроскопич. возмущение плазмы от 2-го импульса исчезает аналогично 1-му. Однако в момент времени $t = k_2 t / k_3$ за счёт фазовой фокусировки мод непрерывного спектра микропоток. частиц становятся когерентными, и в плазме возникает макроскопич. плотность заряда и электрич. поле. При максвелловском распределении частиц по скоростям ис-

точник злого сигнала

$$E_1 E_2 \exp[-ik_3 z - k_3^2 v_{Te}^2 (t-t_0)^2/2] \quad (4)$$

периодичен в пространстве и имеет гауссову форму во времени с характерной полушириной $\Delta t_1 \sim 1/k_3 v_{Te}$. Для длин волн λ_3 , существенно превышающих левеевский радиус электронов, этот источник порождает всплеск электрич. поля вида (4) и медленно затухающую ленгмювскую волну.

С увеличением амплитуд внеш. источников вследствие конкуренции двух эффектов — роста амплитуды источника злого сигнала (2) и дефокусирующего влияния нелинейности — зловый сигнал вначале также возрастает, достигает насыщения, а затем убывает при дальнейшем увеличении амплитуды внеш. источников.

Влияние внешнего магнитного поля. При наложении на плазму внеш. магн. поля появляются дополнит. эффекты: 1) доминирующую роль в возникновении Э. п. может играть циклотронное поглощение волн; 2) Э. п. может возникнуть не только на разностной, но и на суммарной частоте внеш. источников; 3) амплитуда злого сигнала может существенно зависеть от величины внеш. магн. поля; 4) неоднородность распределенных внеш. источников в направлении поперек магн. поля может качественно изменить картину формирования эха.

Э. п. в слаботурбулентной бесстокновительной плазме может возбуждаться на модах непрерывного спектра в отдалении слабой турбулентности на внеш. воздействие. Возбуждение Э. п. в турбулентной плазме происходит в осн. аналогично изложенному выше. Напр., в случае пространств. Э. п. 2-го порядка первый источник, расположенный в точке $z=0$, возбуждает на частоте Ω_1 ионно-звуковую волну и порождает возмущение спектральной плотности плазмон N_1^+ вида

$$N_1^+ = g(k) \exp(-i\Omega_1 t + i\Omega_1 z/v_{gr}). \quad (5)$$

Здесь v_{gr} — групповая скорость плазмонов. Вследствие резонансного затухания ионно-звуковых волн в газе плазмон с декрементом γ_+ и фазового перемешивания мод непрерывного спектра (5) воисное первым источником макроскопич. возмущение исчезает на расстояниях порядка c_s/γ_+ , где c_s — скорость звука. Второй источник, расположенный в точке $z = l >> c_s/\gamma_+$, возбуждает в плазме на частоте Ω_2 ионно-звуковую волну и возмущение типа (5) и, кроме того, модулирует моды непрерывного спектра от первого источника, порождая на разностной частоте $\Omega_3 = \Omega_2 - \Omega_1$ нелинейное возмущение спектральной плотности плазмон, являющееся источником злого сигнала. В точке эха $z_2 = \Omega_2/\Omega_3$ моды непрерывного спектра становятся когерентными, поэтому суммирование по k приводит к возникновению в окрестности точки z_2 макроскопич. возмущения концентрации плазмы δn_2 . Пространств. форма злого сигнала несимметрична: слева от точки эха профиль амплитуды δn_2 описывается функцией $\exp(\xi)$, а справа — функцией $\xi \exp(-\xi)$, где $\xi = \gamma_+(z - z_2)/c_s$.

Диффузия плазмонов, разрушая фазовую память системы, приводит к экспоненц. ослаблению злого сигнала.

Эхо плазменное в неоднородной плазме

Гидродинамическое Э. п. (спейсифицик вид эха) возникает в холодной бесстокновительной плазме с размытой границей, представляющей собой неоднородный узкий переходный слой, толщина k -рога l мала по сравнению с поперечной длиной волны $\lambda_{\perp 2} = 2\pi/k_{\perp}$ поверхностных колебаний. Вследствие размытости границы плазмы поверхностные волны испытывают бесстокновительное затухание, обусловленное перекачкой их энергии в продольные ленгмювские колебания, декремент k -рога γ_{\perp} пропорционален толщине переходного слоя. В холодной бесстокновительной плазме ленгмювские колебания являются незатухающими. Поскольку в каждой плоскости $x = \text{const}$ ленгмювские колебания происходят со своей локальной частотой $\omega_{pe}(x)$, волновой вектор с течением времени возрастает, а макроскопич. возмущения, напр.

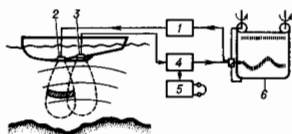
поверхностный заряд переходного слоя, исчезают вследствие бесстокновительного затухания поверхностных волн и фазового перемешивания ленгмювских колебаний. В простейшем случае нелинейное гидродинамич. Э. п. возникает след. образом. Два коротких сторонних импульса вида $E_{ct} = E_1 \delta_2(t) \exp(ik_1 z, 2y)$ воздействуют на плазму переходного слоя в моменты времени $t=0$ и $t=\tau$, порождая нелинейные возмущения с поперечными волновыми векторами $k_{\perp} = k_2 \pm k_1$. Фазовая фокусировка этих микрокопич. возмущений в момент времени $t=2\tau$ приводит к возбуждению злого сигнала в виде макроскопич. поверхностного заряда переходного слоя. Для $t < 2\tau$ амплитуда Э. п. нарастает пропорционально $\exp[\gamma_{\perp}(t-2\tau)]$, затем зловый сигнал затухает по закону $\exp[\gamma_{\perp}(k_2)(2\tau-t)]$.

Аналогичным образом возникает Э. п. на локальном альевском резонансе в переходном слое магнитоактивной плазмы.

Линейное Э. п. в неоднородной плазме. Дополнит. качества эффекты возникновения Э. п. в неоднородной плазме связаны с изменением условий распространения волн и линейным механизмом фазовой фокусировки мод непрерывного спектра. В слабооднородной изотропной плазме (напр., благодаря фазовой фокусировке мод непрерывного спектра неоднородности) возможно возникновение Э. п. на суммарной частоте внеш. источников во 2-м порядке по их амплитудам; возможно линейное Э. п. на ленгмювских и необыкновенных волнах. При малых амплитудах наиб. практич. интерес представляет линейное Э. п., k -рог проявляется в виде неколоного отражения ленгмювских волн в слабооднородной изотропной плазме, регенерации необыкновенной волны в плазме, находящейся в неоднородном внеш. магн. поле, неколоного прохождения поперечных эл.-магн. волн через изотропный слой изотропной слабооднородной плазмы, *баллистической трансформации волн*. В каждом из указанных случаев механизмы возникновения Э. п. несколько различаются. Напр., регенерация необыкновенной волны в плазме, находящейся в неоднородном магн. поле, обусловлена обращением фазового перемешивания модулированных микропотоков резонансных частиц при прохождении ими области циклотронного резонанса. Механизм его возникновения состоит в следующем. Необыкновенная волна с частотой ω и волновым вектором k_{\perp} распространяется в бесстокновительной плазме вдоль слабооднородного внешнего магн. поля, пространств. профиль напряженности k -рога имеет вид горба. В результате циклотронного поглощения волна затухает на резонансных частицах с продольными скоростями $v_{\parallel} = \Omega/k_{\parallel}$ (где $\Omega = \omega - \omega_{ce}$ и ω_{ce} — гирочастота плазменных электронов), порождая при этом моды непрерывного спектра, k -рые проиакют через непрозрачные для исходной волны слои плазмы на противоположную сторону горба. Поскольку частота Ω в пределах горба меняет свой знак, процесс фазового перемешивания может быть обращен. При одноврем. выполнении условий фазовой фокусировки и циклотронного резонанса волна на противоположной стороне горба регенерируется. Эффективность регенерации $T = \frac{1}{2} \frac{L_{\perp}}{L_{\parallel}} k_{\perp} l$, где L_{\perp} — толщина неоднородности L_{\parallel} — декремент циклотронного затухания $d(k_{\perp} - \Omega/v_{gr})_z = k_{\perp} l/L_{\parallel}$, а x_{\perp} — декремент циклотронного затухания необыкновенной волны.

Лит.: Каломцев Б. Б. Затухание Ландау и эхо в плазме, «УФН», 1968, т. 95, с. 111; Водянский А. А., Ерохин Н. С., Моисеев С. С. О влиянии кинетических эффектов на распространение волн в неоднородной плазме, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 629; Алнев Ю. М., Ревенчук С. М., Гидродинамическая теория эха в сильнонеоднородной плазме, «ЖЭТФ», 1986, т. 90, с. 913; Павлов В. И., Ситенко А. Г. Эховые явления в плазме и плазмонных средах, М., 1988. *Н. С. Ерохин, В. И. Красовский.*
ЭХОЛОТ — навигационный прибор для определения глубины водоемов и помощью акустич. эхо-сигналов. Действие Э. основано на измерении промежутка времени t , прошедшего от момента послыки зондирующего звукового импульса до момента приема отраженного от дна эхо-сигнала. Глубина водоема $h = ct/2$, где c — скорость звука в воде. В качестве зондирующей послыки в Э. используется эхо-импульсы длительностью от долей до десятков

мс и с частотой заполнения от единиц до исск. десятков (иногда сотен) кГц. УЗ-импульс от генератора 1 (рис.) поступает на направленный излучатель (антенну) 2 и излучается в воду; отражённый сигнал принимается антенной 3, усиливается усилителем 4 и подается в блок звукового контроля 5 и на индикатор или регистратор 6. В качестве излучателя и приёмника используются гл. обр.



магнитострикции, или пьезокерамики, преобразователи, работающие на одной или неск. резонансных частотах. Передающий один и тот же преобразователь служит излучателем и приёмником. В качестве индикаторов глубин применяются проблесковые указатели и вращающиеся неоновой лампой, вспыхивающей в момент приёма эхо-сигнала, стрелочные, цифровые, электронно-лучевые указатели, а также регистраторы-самописцы, записывающие измеряемые глубины на движущейся бумажной ленте электротермич. или хим. способом.

Большинство Э. имеют довольно широкую диаграмму направленности ($\sim 30^\circ$), поэтому для подробной и более точной съёмки дна создаются УЗ-Э. с очень узкой шириной луча (ок. 1°) и стабилизацией положения излучателя и приёмника в пространстве.

Э. изготавливаются на разные интервалы глубин, в пределах от 0,1 до 12000 м, и работают при скоростях судна до 50 км/ч и более. Разрешающая способность по глубине определяется в осн. длительностью зондирующего импульса и в меньшей мере — шириной характеристики направленности. Погрешность Э. составляет от 1% до сотых долей %. Э. используются также для поиска косяков рыбы и для разнообразных гидроакустич. исследований.

Лит.: Федоров И. И., Экология и другие гидроакустические средства, Л., 1960; Толмачев Д., Федоров И., Навигационные эхолоты, «Техника и вооружение», 1977, № 1.

ЭШЕЛЕТТ (от франц. échelète — лесенка, лестница) — оптич. элемент, плоская отраж. фазовая дифракционная решётка с треугольной формой штрихов. Используется как диспергирующий элемент в дифракц. спектральных приборах для разложения оптич. излучения в спектр. Э. изготавливается нарезанием на плоской металлич. поверхности (с помощью спец. делительной машины с алмазным резцом) строго параллельных штрихов, необходимая треугольная форма к-рых (рис. 1) определяется формой режу-

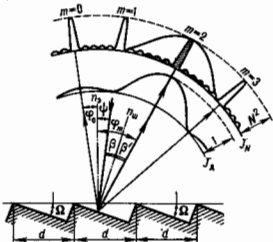


Рис. 1. Схематическое изображение функций J_n , J_n^2 и их произведения $J_n J_n = N^2$ (заштриховано); направления n_0 — на центр дифракционного максимума функции J_n совпадает с интерференционным максимумом функции J_n при $m=2$; n_1 — нормаль к плоскости эшелетта, n_m — нормали к грани штриха.

щей грани реза. Э. изготавливаются также спец. методами, такими, как полимерные копии — *репки* с нарезных Э., покрытые тонким слоем металла. Голографич. методы изготовления дифракц. решёток не позволяют изготовлять Э. со строго треугольной несимметричной формой штрихов, а лишь с приближённой к ней формой и лишь для УФ-, видимой и ближней ИК-областей.

Формулы для расчёта спектроскопич. характеристик Э., такие как осн. соотношение — т. н. формула дифракц. решётки $d(\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda$, выражения для угл. дисперсии $d\varphi/d\lambda$, разрешающей силы $R = \lambda/\delta\lambda$, области дисперсии $\Delta\lambda = \lambda_1/m$ (д — период решётки, ψ — угол падения, φ — угол дифракции, m — порядок спектра, $\delta\lambda$ — минимальное разрешаемый спектральный интервал длин волн, λ_1 — коротковолновая граница исследуемого излучения), также же, как и для амплитудной (напр., шелевой) дифракц. решётки, т. к. они связаны с периодич. структурной решётки и не зависят от формы штриха. Осн. отличие и существ. практич. преимущество Э. перед амплитудной дифракц. решёткой состоит в том, что у Э. при определ. схем. установке один из образующих им спектров ненулевого порядка ($m \neq 0$) может иметь наиб. интенсивность по сравнению с остальными спектрами др. порядков. В этот спектр ненулевого порядка Э. концентрирует большую часть падающего на него потока энергии (до 80%), что позволяет создавать дифракц. спектральные приборы высокой светосилы.

Расчёт результирующего распределения интенсивности в плоскости дисперсион. спектра прибора с Э. (в плоскости, перпендикулярной штрихам Э.), проведённый на основе *Войгенса — Френеля принципа*, показывает, что оно пропорционально произведению двух ф-ций — интерференционной J_N и дифракционной J_d ; $J_{Nd} \propto J_N J_d$. Интерференц. ф-ция $J_N = (\sin N\theta/\sin \theta)^2$ — результат интерференции когерентных пучков, дифрагированных от всех N штрихов Э. (здесь $\theta = (\pi/\lambda)d(\sin \psi + \sin \varphi)$). Она имеет вид эквидистантных резких максимумов разл. порядков m и одинаковой нулевой интенсивности, пропорциональной N^2 при $\theta = m\lambda$, откуда следует: $d(\sin \psi + \sin \varphi) = m\lambda$. Дифракц. ф-ция $J_d = (\sin u/\lambda)^2$ — результат дифракции на отл. штрихах Э.; здесь $u = (\pi/\lambda)d(\sin \psi + \sin \varphi) - \lg(\cos \psi + \cos \varphi)$. В отличие от J_N ф-ция J_d зависит от фазы штриха Э. — угла Ω «скоса» пологой грани несимметричного треугольного штриха (рис. 1). Макс. значение ф-ции $J_d = 1$ при $u=0$; по обе стороны от максимума она относительно быстро уменьшается (как при дифракции на щели, см. *Дифракция света*).

Макс. значение произведения этих ф-ций $(J_N)_{\max}(J_d)_{\max} = N^2 \cdot 1$, а следовательно, и макс. интенсивность спектра будет в том случае, если интерференц. максимум ф-ции J_N к-л. порядка $m \neq 0$ совпадает с центром дифракц. максимума ф-ции J_d . Для этого необходимо, чтобы направление φ_{\max} в ур-нии $d(\sin \psi + \sin \varphi_{\max}) = m\lambda$ совпало с направлением φ_{\max} на центр максимума ф-ции J_d . Ф-ция $J_d = (\sin u/\lambda)^2$ при $u=0$ равна 1, тогда для выполнения указанного условия углы φ_{\max} и ψ , входящие в ур-ние решётки, должны одновременно удовлетворять соотношению

$$\psi + \varphi_{\max} = 2\Omega. \quad (1)$$

В случае Э. это возможно, т. к. положение максимумов ф-ции J_N (при заданных ψ и d) не зависит от формы штриха (угла Ω) и, изменяя величину Ω , можно совместить направление на центр ф-ции J_d с любым максимумом ф-ции J_N порядка $m \neq 0$. В этом и состоит осн. преимущество Э. перед амплитудной решёткой, у к-рой максимум ф-ции J_d совпадает с максимумом ф-ции J_N нулевого порядка ($m=0$), к-рый является ахроматическим, т. е. не образует спектра. На рис. 1 схематически изображены ф-ции J_N и J_d и их произведение (штриховано). Здесь дифракц. максимум J_d точно совпадает с интерференц. максимумом 2-го порядка.

Соотношение (1) имеет простой геом. смысл. Если на Э. падает луч (здесь и далее слово «луч» означает параллельный пучок), образующий угол с нормалью n , к плоскости

Э. то направление φ_m на центр ф-ции J_m определяется по закону зеркального отражения от рабочей пологой грани штриха, т. е. углы β и β' (рис. 1), образованные падающим и дифрагированным φ_m лучами с нормалью n_m к грани штриха, равны: $\beta = \beta'$. Угол φ_{max} удовлетворяющий условию (1), наз. углом «блеска» (blaze), а длину волны, для к-рой выполняется это условие и условие $d(\sin \psi + \sin \varphi_{max}) = m\lambda_{об}$ — длиной волны «блеска» $\lambda_{об}$. Область длин волн вблизи $\lambda_{об}$ наз. областью высокой концентрации энергии в данном порядке спектра, здесь образуется спектр наиб. интенсивности. Однако выполнение условий «блеска» приводит к искажению интенсивности линий регистрируемого спектра. Если, напр., в исследуемом спектре имеется неср. спектральных линий одинаковой интенсивности, то в исследуемых спектре только одна из них, совпадающая с $\lambda_{об}$, будет иметь наиб. интенсивность (рис. 2), а интенсивность остальных линий $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_m$ меньше и определяется «оглябшающей» ф-цией J_m , что необходимо учитывать при обработке спектров.



Рис. 2. Искажающее действие «оглябшающей» функции J_m на интенсивность результирующих интерференционных максимумов функции J_N в области $\lambda_{об2}$ спектра второго порядка.

Для оценки величины относит. искажений интенсивности регистрируемого спектра по сравнению с интенсивностью $\lambda_{об}$ «оглябшающую» ф-цию $(\sin u/u)^2$ можно преобразовать (из требования $u=0$ и $\psi + \varphi = 2\Omega$) к виду

$$(\sin u/u)^2 = \left[\sin \pi \left(m - \frac{\lambda_{об}}{\lambda} \right) / \pi \left(m - \frac{\lambda_{об}}{\lambda} \right) \right]^2 = \rho(\lambda).$$

Для отражат. Э. это выражение обычно наз. относительным коэф. отражения Э. $\rho(\lambda)$ по отношению к величине $\rho(\lambda_{об1}) = 1$, где $\lambda_{об1}$ — длина волны «блеска» в 1-м порядке спектра $m=1$. На рис. 3 приведены рассчитанные на ЭВМ графики ф-ции $\rho(\lambda)$ в зависимости от отношения $\lambda/\lambda_{об}$ для $m=1, 2, 3$. Область полуширины ф-ции $(\sin u/u)^2$ при $u = \pm \pi/2$, где $\rho(\lambda) = 0,405$, наз. осн. областью концентрации излучения или областью энергет. эффективности Э.: $(\Delta\lambda)_{эм} = \lambda_{об1} 4m/(4m^2 - 1)$ (рис. 3). В пределах этой области для $m=1$ величина $\rho(\lambda)$ изменяется в интервале $0,405 < \rho(\lambda) < 1$, т. е. почти в 2,5 раза. Величина $(\Delta\lambda)_{эм}$ зависит от порядка спектра m : максимальна в 1-м порядке $(\Delta\lambda)_{эм1} = (\pi/3) \lambda_{об1}$ и быстро уменьшается в спектрах 2-го,

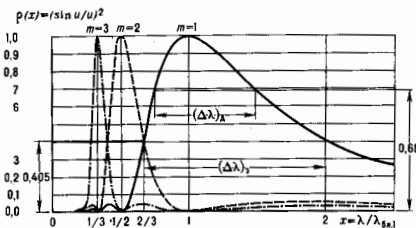


Рис. 3. График функции $(\sin u/u)^2 = \rho(x)$, $x = \lambda/\lambda_{об1}$, в зависимости от отношения $\lambda/\lambda_{об1}$; $(\Delta\lambda)_x$ — область дисперсии, $(\Delta\lambda)_y$ — область энергетической эффективности, $(\Delta\lambda)_z$ и $(\Delta\lambda)$, уменьшаются с увеличением m .

3-го и далее порядков. Поэтому Э. наиб. часто используется в условиях образования спектров 1-го порядка. Энергет. область $(\Delta\lambda)_{эм1}$ 1-го порядка спектра больше обычно используемой области дисперсии $(\Delta\lambda)_y$, т. к. она свободна от перекрывающей спектров более высоких порядков $m=2, 3, \dots$. Расчёт показывает, что при $m=1$ величина $\rho(\lambda)$ в пределах области дисперсии изменяется в интервале $0,68 < \rho(\lambda) < 1$, т. е. в $\sim 1,5$ раза. Такие изменения $\rho(\lambda)$ возможны, если для данного исследуемого спектра $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ параметры Э. (Ω, d) и схема его установки выбраны так, чтобы выполнялось условие «блеска». Если условие «блеска» не выполняется, интервал изменения $\rho(\lambda)$ может быть больше, а величины $\rho(\lambda)$ неодинаковы на краях спектра. Поэтому выбор параметров Э. для проведения исследований в конкретной области спектра является важным. Если область спектра известна $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, то величина $\lambda_{об}$ может быть определена из соотношения $\lambda_{об} = 2\lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_1 + \lambda_2)$; в частности, для октавы [для к-рой $\lambda_2 = 2\lambda_1$ и к-рая при $m=1$ совпадает с областью дисперсии $(\Delta\lambda)_y$] $\lambda_{об} = (7/3) \lambda_1$. При этом $\lambda_{об} \neq (\lambda_1 + \lambda_2)/2$. Напр., для октавы видимой области ($\lambda_1 = 370$ нм, $\lambda_2 = 740$ нм) $\lambda_{об} = 493,3$ мкм; для октавы ИК-области ($\Delta\lambda = 4-8$ мкм) $\lambda_{об} = 5,33$ мкм.

Постоянная Э. d и соответственно $N_1 = 1/d$ шт/мм выбираются из условия $d > \lambda_2$ (λ_2 — длинноволновая граница октавы в мкм). Для видимой области спектра обычно используются Э. с $N_1 = 1200$ шт/мм ($d = 0,83$ мкм $= 1,12 \lambda_2$) и $N_1 = 600$ шт/мм ($d = 1,66$ мкм $= 2,25 \lambda_2$). Для ИК-области, где спектральный диапазон составляет неск. октав, используются Э. с N_1 от 300 до 4 шт/мм.

Зная d и $\lambda_{об}$, можно из ур-ний $d(\sin \psi + \sin \varphi_m) = m\lambda_{об}$ и $\psi + \varphi_m = 2\Omega$ при заданном значении угла падения ψ найти величину Ω . Напр., для октавы видимой области с Э. с $N_1 = 600$ шт/мм при $\psi = 10^\circ$ и $m=1$ имеем $\Omega = 8,6^\circ$. Для ИК-области 4—8 мкм $N_1 = 100$ шт/мм, $m=1$, $\psi = 10^\circ$ имеем $\Omega = 15,5^\circ$.

Если Э. имеет угол Ω , несколько отличающийся от расчётного при заданном угле падения ψ , то изменением угла ψ можно удовлетворить условию точного «блеска» при этом угле Ω .

При наиб. часто используемой автоколлим. схеме установки Э. $\psi = \varphi = \Omega$ и $2d \sin \Omega = m\lambda_{об}$, величина Ω определяется однозначно: для октавы в видимой области спектра $\lambda_{об} = 0,493$ мкм, $N_1 = 600$ шт/мм, $m=1$, $\Omega = 8,5^\circ$.

Расчёт области концентрации излучения и рабочей области спектра, создаваемого Э., упрощается, если излучение характеризовать не длиной волны λ , а волновым числом $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ см $^{-1}$. При этом выражение для коэф. отражения Э. принимает вид

$$\rho(\tilde{\nu}) = (\sin u/u)^2 = \left[\sin \pi (m - \tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{об1}) / \pi (m - \tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{об1}) \right]^2.$$

В этом случае ф-ция $\rho(\tilde{\nu})$ оказывается симметричной относительно $\tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{об1}$ (рис. 4) и имеет одинаковый вид для всех порядков спектра, пересекающихся на уровне $\rho(\tilde{\nu}) = 0,405$. Величина энергет. эффективности $(\Delta\tilde{\nu})_z$, выраженная в единицах $\tilde{\nu}$, не зависит от порядка спектра. При этом волновое число, соответствующее условию точного «блеска» $\tilde{\nu}_{об}$, равно ср. арифметическому крайних волновых чисел исследуемого спектра: $\tilde{\nu}_{об} = (\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2)/2$; соответственно $\lambda_{об} = 1/\tilde{\nu}_{об}$. В пределах области дисперсии $(\Delta\tilde{\nu})_z = \tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2 = \tilde{\nu}_2/m$ коэф. отражения $\rho(\tilde{\nu})$ изменяется в пределах $0,68 < \rho(\tilde{\nu}) < 1$ для всех порядков спектра (рис. 4).

Практически все серийно изготавливаемые паразитные дифрак. решетки и реплики с них являются Э. с разл. числом N_1 и Ω для разл. областей оптич. спектра — от крайней УФ-области ($\lambda = 1$ нм) до длинноволновой ИК-области ($\lambda = 1000$ мкм).

Для УФ-области используются Э. с $N_1 = 3600, 2400, 1800$ и 1200 шт/мм с углом Ω от 30° до 5° для области $1-100$ нм в схеме создающего падения $\psi = 80-85^\circ$ и с углом $\Omega = 5-20^\circ$ для области $100-400$ нм; для видимой области используются Э. с $N_1 = 1200-600$ шт/мм с $\Omega = 8-20^\circ$; для разл. участков ИК-области — Э. с $N_1 = 300, 200, 100, 50, 12, 6, 4$ шт/мм с $\Omega = 5-20^\circ$.

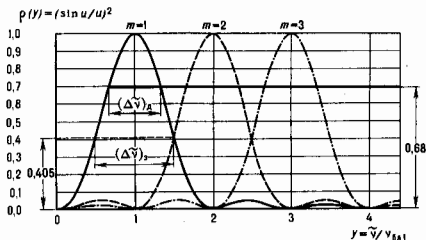
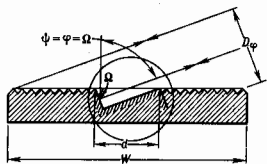


Рис. 4. График коэффициента отражения $\rho(y) = (\sin u / u)^2$, $y = \sqrt{v} / v_{0.1}$; $(\Delta v)_d$ — область дисперсии и $(\Delta v)_e$ — область энергетической эффективности, не зависящие от m .

Нарезные металлич. Э. и полимерные металлизир. репки с них обладают поляризующим действием, т. к. коэф. отражения $\rho(\lambda)$ оказывается разным для составляющих электрич. вектора падающего излучения, направленных вдоль штрихов и перпендикулярно к ним. Поляризующее действие зависит от длины волны и соотношения d/λ , что необходимо учитывать при исследовании спектров поляризованного излучения.

Лит.: Stamm R. F., Whalen J., Energy distribution of diffraction gratings as function of groove form, «JOSA», 1946, v. 36, p. 2; Герасимов Ф. М., Современные дифракционные решетки, «Опτικο-механическая промышленность», 1965, № 11, с. 33; Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Пейсаксон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; Нагибина И. М., Интерференция и дифракция света, Л., 1985; Rowland H., Gratings in theory and practice, «Phil. Mag. J. Sci.», 1893, v. 35, p. 397. В. И. Малышев.

ЭШЕЛЛЕ (ишель) (франц. échelle — лестница) — спец. плоская отражательная дифракц. решётка с несимметричным треугольным профилем штриха, аналогичная *шешетт*, но используемая при больших углах дифракции и высоких порядках спектра. Наиб. концентрация падающего на Э. излучения в спектр высокого порядка достигается за счёт увеличения угла «скоса» рабочей (более короткой) грани штриха Ω — угла «блеска» (рис.). Так как Э. используется



при больших углах дифракции и обычно в автоколлимационной или близкой к ней схеме ($\psi = \phi = \Omega$), он обладает большой угл. дисперсией $d\phi/d\lambda = 2W \sin \Omega / \lambda_{0.1}$ и разрешающей силой $R = \lambda / \Delta\lambda = 2W \sin \Omega / \lambda_{0.1}$ (W — ширина нарезной части Э.). Угол «блеска» Э. Ω лежит в пределах $30^\circ - 70^\circ$, а постоянная d , $d \gg \lambda$ и заключена в пределах $0,1 - 0,01$ мм ($N_s = 1/d = 10 - 100$ шт/мм); используется Э. в спектрах высокого порядка ($m = 30 - 300$). Распределение интенсивности в спектре Э., так же, как в спектре эшеллетта, определяется произведением двух ф-ий: интерференционной J_n и дифракционной J_m , но при высоких порядках спектра энергетч. область $(\Delta\lambda)_e$ близка к области дисперсии $(\Delta\lambda)_d$ и очень мала. По спектроскопич. параметрам Э. является промежуточным между эшеллетом ($m = 1 - 2$, $d \gg \lambda$) и Майкельсоном шешелом ($m = 10^4$, $d \gg \lambda$). Вследствие большой величины Ω и соответственно ϕ и относительно большой

величины d область дисперсии Э. $(\Delta\lambda)_d = \lambda_{0.1}^2 / 2d \sin \Omega$ мала ($1,5 - 15$ нм), и поэтому спектральные приборы с Э. используются гл. обр. для исследования спектров излучения небольшой ширины (напр., излучения лазеров) или с предварит. монохроматизацией с помощью узкополосных светофильтров. Кроме того, Э. применяются в спектральных приборах скрещенной дисперсии, в к-рых кроме Э. устанавливается призма с определ. преломляющим углом, направление дисперсии к-рой перпендикулярно направлению дисперсии Э. Призма пространственно разделяет спектры разл. порядков, образуемые Э., в направлении, перпендикулярном дисперсии Э.

Технология изготовления Э. и эшелеттов практически одинакова — с помощью нарезания штрихов алмазным резцом на делительной машине. При этом предъявляются более высокие требования к качеству изготовления «крутой» зеркальной рабочей грани несимметричного треугольного профиля (чистота, плоскостность). Поскольку формы штрихов Э. и эшеллетта практически одинаковы (различие лишь в величине d), то при установке эшеллетта, напр., с углом «блеска» (углом скоса нологой грани) $\Omega = 20^\circ$ на автоколлимаци. схеме установки Э. с углом «блеска» (углом скоса короткой грани) $\Omega' = 70^\circ$ угл. дисперсия должна увеличиться в 7,6 раза, а разрешающая способность — в 2,7 раза. Поскольку угол падения параллельного луча на Э. велик ($\psi \approx \Omega$), ширина Э. W , перпендикулярная штрихам, должна быть больше его высоты H : $H \approx \approx D_s = W \cos \Omega$; и при $\Omega = 70^\circ$, чтобы сечение параллельного луча было близко к квадрату, ширина Э. должна быть наравна 2,9 H .

Лит. см. при ст. *Шешетт*.

В. И. Малышев.

ЭШЕЛОН МАЙКЕЛЬСОНА — см. *Майкельсона эшелон*.



ЮАВЫ ПОТЕНЦИАЛ — потенциал вида $C r^{-1} \exp(-\mu r)$, где r — расстояние между частицами, C и μ — постоянные; описывает взаимодействие двух частей, к-рое возникает благодаря тому, что они обмениваются промежуточной (виртуальной) частицей с ненулевой массой покоя. Радиус действия Ю. п. r_0 определяется массой m промежуточной частицы: $r_0 = 1/\mu = \hbar/mc$. Ю. н. введён Х. Юкавой (Н. Yukawa) в 1935, предполагавшим, что короткодействующий характер ядерных сил обусловлен обменом между нуклонами гипотетич. частицей массой $200 - 300$ электронных масс. Основываясь на этом, он предсказал существование π -мезона. С. С. Герштейн.

ЮЛИНГА — УЛЕНБЕКА УРАВНЕНИЕ — ур-ние, представляющее собой обобщение кинетич. ур-ния Больцмана на случай квантовых газов. Предложено Дж. Ю. Уленбеком (G. E. Uhlenbeck) и Е. Юлингом (Юлингом, E. A. Uehling) в 1933. Квантовая специфика Ю.—У. у. проявляется в том, что дифференц. эфф. сечение рассеяния учитывает не только прямое, но и обратное взаимодействие, вероятность же столкновений считается зависящей не только от произведений ф-ий распределения сталкивающихся частиц, но и от ф-ий распределения частиц после столкновения. См. ур-ние (3) в ст. *Кинетическое уравнение Больцмана*.

Лит.: Ченмен С., Каулин Т., Математическая теория неоновых газов, пер. с англ., М., 1960; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 2, М., 1978. А. Г. Башкиров.

ЮНГА МОДУЛЬ — см. в ст. *Модуль упругости*.

ЮНГА СХЕМЫ (диаграммы Юнга) — графики, способ описания неприводимых представлений симметрической груп-

пы $S(N)$, перестановки N объектов:

$$\{e_1, e_2, \dots, e_N\} \rightarrow \{e_{\sigma_1}, e_{\sigma_2}, \dots, e_{\sigma_N}\}$$

Предложен А. Юнгом (А. Young) в 1900.

Т. к. всякую перестановку σ можно представить в виде произведения $\sigma = \sigma_{N-1} \sigma_{N-2} \dots \sigma_1$ N циклических перестановок σ_i (циклов), среди k -рых могут быть и тривиальные, то имеем разбиение

$$N = \sum_{i=1}^N \lambda_i \quad (1)$$

где λ_i — длина цикла σ_i , т. е. число затронутых им объектов. При этом считается, что $\lambda_N \geq \lambda_{N-1} \geq \dots \geq \lambda_1$. Все подобные друг другу перестановки вида $\sigma_{i_1} \sigma_{i_2} \dots \sigma_{i_k}$ образуют класс сопряженных элементов группы $S(N)$, имеют одинаковую структуру циклов. С др. стороны, число классов сопряженных элементов совпадает с числом неэквивалентных неприводимых представлений конечной группы (теорема Бернсайда), поэтому каждое неприводимое представление $D^{[\lambda]}$ группы $S(N)$ задается разбиением (1) числа N на целые числа λ_i , т. е. набором чисел $[\lambda] = \{\lambda_N, \dots, \lambda_1\}$. Ю. с. и задает такой набор, представляя собой N клеток, объединенных в последовательные строки из $\lambda_N, \lambda_{N-1}, \dots, \lambda_1$ клеток, т. е. каждая строка в Ю. с. отвечает некоторому циклу. Напр., для $N=7$ Ю. с. отвечает набору $[\lambda] = [4, 2, 1]$.



Рис. 1.

В квантовой механике Ю. с. используются при построении N -частичных волновых функций ψ для системы N тождественных частиц. Если выделить N разл. одночастичных состояний, то k -тая частица описывается волновой функцией $\psi_{i_k}^{(k)}$, где $i_k = 1, 2, \dots, N$ — номер состояния. В приближении независимых частиц

$$\psi = \sum_{i_1, \dots, i_N} C_{i_1, \dots, i_N} \psi_{i_1}^{(1)} \dots \psi_{i_N}^{(N)} \quad (2)$$

и суммирование в (2) проводится по всем перестановкам σ возможных состояний i_1, \dots, i_N . При этом коэффициенты C_{i_1, \dots, i_N} обладают определ. свойствами симметрии, в зависимости от выбора представления $D^{[\lambda]}$, отвечающего состоянию ψ . Обычно принимаемое соглашение соответствует разбиению индексов i_1, \dots, i_N на группы из $\lambda_N, \lambda_{N-1}, \dots, \lambda_1$ индексов, когда считается, что при перестановках индексов внутри каждой группы тензор C_{i_1, \dots, i_N} симметричен, а при перестановках между группами — антисимметричен.

Для определения размерности $n_{[\lambda]}$ представления $D^{[\lambda]}$, т. е. числа независимых компонент тензора C_{i_1, \dots, i_N} , используется цепь вложений

$$S(N) \supset S(N-1) \supset \dots \supset S(1).$$

Т. к. переход от $S(N)$ к $S(N-1)$ отвечает отбрасыванию одной клетки в Ю. с., то размерность $n_{[\lambda]}$ совпадает с числом вариантов отбрасывания клеток, приводящих к единств. клетке. Для перечисления этих вариантов удобно вписывать в клетки Ю. с. числа 1, 2, ..., N , причём первой отбрасывается клетка с большим номером. Полученная т. о. таблица Юнга, или стандартная диаграмма Юнга, отвечает одной из компонент тензора C_{i_1, \dots, i_N} k -ую обчико обозначают с помощью символа Ямачуи $r = \{r_1, r_2, \dots, r_N\}$, где r_k — номер строки таблицы Юнга, в k -рой стоит число k . Поскольку k -тая клетка Ю. с. может быть отброшена только после того, как отброшены клетки, стоящие под ней и справа от неё, то удобно ввести угл. расстояния h_k , равное числу всех таких клеток, включая её саму. Тогда размерность $n_{[\lambda]}$ неприводимого представления $D^{[\lambda]}$ равная числу разл. символов Ямачуи, определяется ф-лой «крюков» Робинсона:

$$n_{[\lambda]} = \prod_{k=1}^N (k/h_k)$$

а соответствующий Ю. с. в ретикли k -рой вписаны угл. расстояния, наз. угловым графом Робинсона.

Если в системе N частиц выделить подсистемы из N_1 и N_2 частиц соответственно, где $N = N_1 + N_2$, то такие состояния описываются произведениями волновых функций $\psi(N_1)\psi(N_2)$, преобразующимися по прямому произведению соответствующих представлений

$$D^{[\lambda^1]} \otimes D^{[\lambda^2]} = \bigoplus_{\lambda} (\lambda^1 \lambda^2 \lambda) D^{[\lambda]}, \quad (3)$$

где $(\lambda^1 \lambda^2 \lambda)$ — кратность представления $D^{[\lambda]}$. Для нахождения правой части ряда Клебша — Гордана (3) применяется правило Литваува перемножения Ю. с. Согласно этому правилу, в строки Ю. с. $[\lambda^1]$ вписываются символы $a_1, a_2, \dots, b_1, b_2, \dots, c_1, c_2, \dots$ — каждая группа (a) , (b) , (c) ... в свою строку. Затем клетка схемы $[\lambda^1]$ в указанной последовательности поочередно присоединяются к клеткам схемы $[\lambda^2]$ с соблюдением условий:

- 1) клетки одной группы [скажем, (a)] должны стоять в разных столбцах, причём a_{k+1} не выше a_k ;
- 2) клетки b -группы должны стоять ниже клеток a -группы, клетки c -группы — ниже клеток b -группы и т. д. Напр., произведению Ю. с.

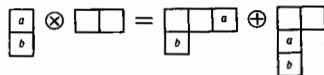


Рис. 2.

отвечает ряд Клебша — Гордана,

$$D^{[1,1]} \otimes D^{[2]} = D^{[3,1]} \oplus D^{[2,1,1]}$$

Литт. Хамермеш М., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1966; Джадд Б., Вайборн Б., Теория сложных атомных спектров, пер. с англ., М., 1973.

Ю. П. Рыбаков.

ЮПИТЕР — крупнейшая планета Солнечной системы, пятая по порядку от Солнца. Расстояние Ю. от Солнца изменяется от 4,95 до 5,45 а. е. (740—814 млн. км), ср. расстояние 5,203 а. е. (778 млн. км). Расстояние между Ю. и Землей колеблется от 588 до 967 млн. км (видимые угл. размеры Ю. при этом изменяются от 30 до 30'). Экцентриситет орбиты 0,0484, наклон плоскости орбиты к эклиптике $1^\circ 18' 17''$; экватор Ю. наклонён к плоскости его орбиты на $3^\circ 5'$, т. е. ось вращения Ю. почти перпендикулярна плоскости орбиты. Период обращения Ю. вокруг Солнца 11,862 года. Ср. скорость по орбите 13,06 км/с. Видимая звёздная величина Ю. в ср. противостоянии ок. -2.3^m (уступает в блеске только Венере и Марсу во время великого противостояния). Значение экваториального радиуса ≈ 71 400 км до уровня верх. границы облачного слоя (давление атмосферы 100 кПа), сжатие $\approx 0,0647$. Масса Ю. $1,899 \cdot 10^{27}$ кг (317,8 земной), углоное значение отношения массы Солнца к массе Ю. $1047,346 \pm 0,004$, ср. плотн. $1,330$ кг/м³, ускорение свободного падения на экваторе за вычетом центробежного (равного $2,25$ м/с²) $23,5$ м/с² (2,4 земного), первая космич. скорость на Ю. 43,6 км/с, вторая — 61,7 км/с. Газовая оболочка Ю. изменяет период обращения от зоны к зоне (т. н. дифференц. вращения). Период обращения тропич. зоны атмосферы 9 ч 50 мин 30 с, полярных зон на 5 мин 11 с медленнее. Определение периода вращения по модуляции декаметрового и дециметрового излучения, связанной с вращением силовых линий магн. поля Ю., даёт значение 9 ч 55 мин 29,7 с $\pm 0,07$ с.

На видимом диске Ю. хорошо видны параллельные экватору тёмные и светлые полосы, получившие назв. поясов и зон. Крупнейшие из них — тропические, их оттенок и ширина изменяются со временем. В умеренных юж. широтах плавает, медленно перемещаясь по долготе (примерно 3 оборота за 100 лет), Большое Красное Пятно (БКП) — овал с макс. поперечным размером 30—40 тыс. км. Солнечная постоянная на Ю. 50 Вт/м². Болотметр.

сферич. альbedo $0,42 \pm 0,07$. Ср. наблюдаемая эфф. темп-ра 124 К близка к темп-ре паружих облачных слоёв; она больше рассчитанной равновесной темп-ры, равной 105 К . Заметного различия по темп-ре между дневной и ночной сторонами не обнаружено.

По возмущениям орбит. амер. космич. аппаратов (КА) «Пионер-10» и «Пионер-11», пролетевших около Ю. в 1973 и 1974, была уточнена степень сжатия планеты и определены гармоника гравитат. потенциала (до шестой включительно). Эти данные свидетельствуют о высокой жидкостной модели Ю., находящегося в состоянии гидростатич. равновесия на всех уровнях. В марте и июле 1979 пролёты около Ю. осуществили КА «Вояджер-1» и «Вояджер-2», передавшие на Землю высококачествен. телев. изображения планеты, её кольца и нескольких спутников. Были также проведены исследования атмосферы, облачного слоя, параметров магн. поля, ионосферы и магнитосферной плазмы, дополнительно уточнены параметры гравитат. поля.

Ю. состоит в осн. из водорода и гелия. Для большинства моделей внутр. строения (см. в ст. *Планеты и спутники*) принимается, что отношение содержания водорода и гелия (по массе) на уровне, отвечающем давлению $\sim 100 \text{ кПа}$ и темп-ре $150\text{--}175 \text{ К}$, примерно соответствует солнечному $\sim 3,4:1$. Граница перехода от молекулярного водорода к металлическому лежит на глубине $0,75\text{--}0,8$ радиуса Ю. Это соответствует давлению $\approx 300 \text{ ГПа}$. Согласно моделям, в центре планеты находится жидкое ядро из металлов и силикатов, окружённое ледяной оболочкой, состоящей из воды и, возможно, аммиака. Радиус центр. ядра составляет менее $0,1$ радиуса Ю. масса $\sim 3\text{--}4\%$ массы всей планеты, темп-ра в центр. части ядра $\approx 25000 \text{ К}$, давление $\approx 8000 \text{ ГПа}$. Совокупности имеющихся данных хорошо соответствует модель с примерно адиабатич. температурным градиентом в недрах планеты.

Измерения с КА подтвердили существование значит. теплового потока из недра Ю., хотя и несколько меньшего, чем по данным наземных наблюдений. Т. о., Ю. излучает в космос приблизительно в 2 раза больше энергии, чем получает от Солнца. С этим связано упомянутое превышение эфф. темп-ры над равновесной. Механизм генерации внутр. тепла до конца не ясен. Вероятными источниками могут быть: продолжающееся сжатие ($\sim 1 \text{ мм}$ в год), сопровождаемое выделением гравитат. энергии; непрерывный переход молекулярного водорода в металлический; «осаждение» гелия из водородно-гелиевого раствора и дрейф гелия к центру планеты.

Об атмосфере Ю. можно говорить в известном смысле условно как о приблизительно 1000-километровом газовом слое, поскольку планета не обладает поверхностью, отделяющей твёрдую оболочку от газообразной. Давление 100 кПа соответствует темп-ре ($165 \pm 5 \text{ К}$). В первом приближении высотный ход темп-ры можно охарактеризовать адиабатич. градиентом. Ниж. атмосфере свойственны интенсивные вертикальные движения и крупномасштабная циркуляция. Осн. составляющие атмосферы — водород и гелий, присутствуют также метан, аммиак и вода. Содержание воды определено не очень уверенно (в ср. менее $0,01\%$). Содержание CH_4 составляет $0,07\%$, а NH_3 — менее $0,02\%$, хотя обе эти составляющие создают сильные полосы поглощения в спектре Ю. Обнаружены также молекулы CH_3D , HCN , C_2H_6 , C_2H_2 , CO . Предполагается, что красноватые и желтоватые оттенки на диске Ю. связаны с присутствием в атмосфере водородных и аммонийных полисульфидов и серы, а также, возможно, органич. соединений, образующихся под действием электрич. разрядов в атмосфере. Наличие молекул фосфина (PH_3), с чем связывалось возможное образование в облаках аморфного красного фосфора, не подтверждено более поздними исследованиями.

Цветные изображения планеты, полученные с КА, дали определённые сведения об особенностях и структуре облаков, характере движений в атмосфере Ю. Высота облаков различна в хорошо выделяющихся на диске планеты поясах и зонах. Расчётная модель облачного покрова

включает три осн. слоя. Верхний (давление $50\text{--}100 \text{ кПа}$) состоит из кристаллич. аммиака, промежуточный — из гидросульфида аммония NH_4SH , нижний (давление неск. сотен кПа) — из кристаллов водного льда.

Светлые зоны и БКП характеризуются восходящими течениями. Облака в них располагаются выше, их поверхностная темп-ра ниже, чем в соседних областях поясов. На границе зон и поясов образуются встречные (сдвиговые) течения, развивается сильная турбулентность. Природа БКП аналогична обнаруженному на снимках другим красным, белым, голубым пятнам меньшего размера: это метеорологич. явления, представляющие собой громадные устойчивые вихри в атмосфере. Вихревая структура БКП, являющегося по своей природе антициклоном, отчётливо различна на снимках. Вопрос о механизме нводва энергии и об удивительной стабильности таких образований остаётся открытым.

Согласно данным радиозмерений, самая низкая темп-ра в атмосфере Ю. ($80\text{--}120 \text{ К}$) достигается на уровне, где давление $\approx 10 \text{ кПа}$. Между уровнями, соответствующими давлениям 1 и 10 кПа , лежит область температурной инверсии, и на уровне 1 кПа темп-ра возрастает до $130\text{--}170 \text{ К}$. Эти данные удивительно согласуются с измерениями темп-ры, проводившимися с КА при помощи ИК-радиометров. Согласно расчётам, мезосфера Ю. в области давлений $0,1\text{--}100 \text{ Па}$ характеризуется примерно постоянной темп-рой 180 К . В верх. слоях атмосферы (нососфере и экзосфере), где происходит прямое поглощение солнечного УФ-излучения, темп-ра близка к ср. электронной темп-ре, равной $800\text{--}1000 \text{ К}$. В атмосфере Ю. примерно на уровне облаков зарегистрирована грозовая активность.

Ю. обладает ионосферой, протяжённость к-рой простирается 3 тыс. км , а концентрация электронов составляет (в максимуме) 10^5 см^{-3} . Зарегистрированы заметные флуктуации электронной плотности. Эти нерегулярности носят однородный характер в ниж. части ионосферы, однако на более высоких уровнях обнаруживаются отклонения от равномерного распределения в пространстве, обусловленные магн. полем планеты.

Уникальный феномен представляет магнитосфера Ю. (см. также *Магнитосфера планеты*). При наблюдении с Земли её угл. размер составляет $\approx 2^\circ$. На дневной стороне планеты магнитосфера простирается на $50\text{--}100$ радиусов Ю. в зависимости от флуктуаций набегающего потока солнечного встра, обусловливаемых вариациями солнечной активности. С ночной стороны магн. шлейф Ю. простирается далеко за орбиту Сатурна, отстоящую от Ю. на $\sim 5 \text{ а. е.}$

Дипольное магн. поле Ю. имеет напряжённость 318 А/м на экваторе (на уровне с давлением 100 кПа). Магн. ось наклонена к оси вращения планеты на $(10,2 \pm 0,6)^\circ$. Напряжённость поля у полюсов составляет 1105 А/м (у сев.) и 1063 А/м (юж.). Дипольный характер магн. поля сохраняется примерно до расстояния ≈ 15 радиусов Ю., хотя некий вклад вносит квадрупольная и октупольная составляющие. Дальше заметное влияние на конфигурацию поля оказывают заряд. частицы, захваченные магн. полем планеты и вращающиеся вместе с нею. В результате вокруг Ю. образуется «магн. диск», во внеш. областях к-рого магн. силовые линии, возможно, не замкнуты, а сам диск на больших расстояниях, вероятно, отклоняется от плоскости, перпендикулярной оси магн. диполя в направлении плоскости, перпендикулярной оси вращения планеты.

Магнитосфера Ю. во мп. чертах аналогична земной, увеличенной в ~ 100 раз. Протоны и электроны внутри магнитосферы образуют *радиационные пояса*. В этих поясах генерируется дециметровое излучение Ю. Механизм дециметрового излучения — синхротронный: оно образуется при движении захваченных электронов в торoidalной области магнитосферы на расстояниях $1,5\text{--}6$ радиусов Ю. Энергия этих электронов $\sim 10 \text{ МэВ}$. В свою очередь, всплески декаметрового излучения на частоте 8 МГц , вероятно, связаны с плазменными неустойчивостями ионосферы Ю. излучает также в метровом диапазоне.

В магнитосфере Ю. происходит мощное ускорение электронов, к-рые пропикают до орбиты Земли. Их энергия 3—30 МэВ. Как внутри, так и вне магнитосферы потоки ускоренных электронов характеризуются ≈ 10 -часовой неоднородностью, к-рая соответствует периоду вращения Ю. По-видимому, найденные вариации отражают взаимодействие солнечной плазмы с магнитосферой Ю.

Известно 16 спутников Ю. Четыре самых крупных (Ио, Европа, Ганимед, Каллисто) открыты в 1610 Г. Галилеем и наз. галилеевскими. Кроме того, в устойчивых диверсионных точках L_4 и L_5 орбиты Ю. находятся две группы астероидов (восточная и западная) — «тройники». Ю. оказывает сильное возмущающее воздействие на период кометы, движущиеся по вытянутым орбитам между Сатурном и Венерой. областями Солнечной системы. У Ю. обнаружено кольцо, внеш. край к-рого находится на расстоянии 55 тыс. км от верх. границы облаков. Ширина кольца ≈ 6 тыс. км, толщина ~ 1 км; оно состоит из частиц, обладающих низким альбедо, диапазон их размеров от неск. мкм до неск. см.

По результатам пролётов КА получены след. отношения масс галилеевских спутников к массе Ю. и значения их диаметров: (4,684 ± 0,022) · 10⁻⁵, diam. (3630 ± 10) км для Ио; (2,523 ± 0,025) · 10⁻⁵, diam. (3138 ± 20) км для Европы; (7,803 ± 0,030) · 10⁻⁵, diam. (5262 ± 20) км для Ганимеда; (5,661 ± 0,019) · 10⁻⁵, diam. (4800 ± 20) км для Каллисто. Их плотности последовательно убывают с ростом расстояния от Ю.: 3550 кг/м³ (Ио), 3040 кг/м³ (Европа), 1930 кг/м³ (Ганимед), 1830 кг/м³ (Каллисто). Это отражает особенности их внутр. строения: Ио целиком состоит из «скальных» (силикатных) пород, в то время как Европа на 20%, Ганимед на 40% и Каллисто почти на 50% состоят из водяного льда. На Ио открыта сильная вулканич. активность; совр. активный вулканизм, вероятнее всего, объясняется приливной диссипацией энергии из-за возникновения резонансов при движении в гравит. поле Ю. галилеевских спутников по орбитам, обладающим заметным эксцентриситетом. Зарегистрированы мощные выбросы серы из вулканов (на высоту до 250 км со скоростью ~ 1 км/с). Вероятно, толстый (до неск. км) слой серы и двуокиси серы (вместе с силикатными породами) покрывает поверхность Ио, придавая ему красно-оранжевую окраску. В свою очередь, поверхность Европы — ледяная, сильно выровненная, с многочисл. широкими протяжёнными трещинами, что, возможно, обусловлено находящимися под ледяной корой водным океаном. Поверхности Ганимеда и Каллисто также в осн. ледяные с обширными отложениями и выходами тёмного материала, испещрённые кратерами (особенно Каллисто); в формировании наблюдаемых структур значит. роль, по-видимому, играла тектонич. активность этих небесных тел в далёком прошлом.

У Ио обнаружены осн. разреженная атмосфера и ионосфера, состоящая в осн. из ионов серы и натрия. Эти частицы образуют вдоль орбиты спутника своеобразный газовый тор. Ионосфера, очевидно, создается за счёт ударной ионизации атом. атомов энергии, заряж. частицами магнитосферы Ю. В свою очередь, сами спутники вносят заметное возмущение в магнитосферу, ионосферу Ио вызывают модуляцию радиоизлучения Ю. Между тором Ио и магнитосферой Ю. в полярных областях образуются сильные электрич. поля, приводящие к ускорению заряж. частиц и их «высыпанию» в атмосферу Ю., вызывающему полярные сияния. Очень слабая атмосфера обнаружена космич. телескопом им. Хаббла у Европы.

Первые прямые измерения параметров атмосферы Ю. произведены 7 дек. 1995 космич. зондом, отделившимся от КА «Галилей». Преварит. анализ указывает на незначит. содержание в атмосфере Ю. воды и не подкрепляет модельные представления о многослойной структуре облаков. Науч. программа КА предусматривает подробные исследования Ю. и его галилеевских спутников.

Лит.: Юингер, под ред. Т. Геррелса, пер. с англ., т. 1—3, М., 1979; Марроу М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Спутники Юингера, под ред. Д. Моррисона, пер. с англ., т. 1—3, М., 1985—86. М. Я. Марроу.



ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА — раздел астрофизики, тесно связанный с ядерной физикой и с теорией взаимодействий элементарных частиц. Перекрывается с физикой космических лучей и с нейтринной астрофизикой. Я. а. использует достижения лаб. и теоретич. ядерной физики для объяснения источников энергии астр. объектов, происхождения хим. элементов, для космохронологии. В свою очередь, неск-рые астр. наблюдения позволяют положить ограничения на ряд параметров теории взаимодействия элементарных частиц с точностью, к-рую невозможно достичь в лаб. экспериментах (особенно для слабовазаимодействующих частиц, напр. нейтрино).

Первым успешным применением ядерной физики для объяснения источника энергии звёзд были работы Х. А. Бете (H. A. Bethe), Ч. Криффидла (C. Critchfield) и К. фон Вайцзеккера (C. von Weizsäcker) по реакциям водородного цикла и углеродно-азотного цикла (кон. 30-х гг.). Эти реакции определяют эволюцию звёзд на стадии горения водорода в центре (т. н. звёзды гл. последовательности), в частности Солнце. На более поздних стадиях эволюции происходит реакция горения гелия, углерода, кислорода, неона, кремния и т. п. (см. Эволюция звёзд). Эти реакции являются результатом сильного, β -и-магн., а также слабого взаимодействия частиц (последнее важно особенно в реакциях нейтронизации вещества).

Специфика ядерных реакций в звёздах состоит в том, что они, как правило, протекают при энергиях (≈ 30 кэВ), значительно более низких, чем те энергии, при к-рых их изучают в лаб. условиях. (В лаб. условиях сечения реакций σ измеряют при относительно высоких энергиях, поскольку при низких энергиях значения σ малы и их трудно определить на фоне шумов.) Кроме того, в плотной звёздной плазме существенную роль играет экранирование заряж. частиц (ведущее этого помимо термоядерных реакций) в звёздах могут происходить так называемые реакции. В астрофиз. условиях могут быть важны также ядра, свойства к-рых почти невозможно изучать в земных экспериментах (напр., короткоживущие нуклиды, переобогащённые нейтронами). Всё это заставляет исследователей экстраполировать лаб. значения сечений взаимодействий к астрофиз. условиям или применять сложные теоретич. модели ядерной физики.

Ядерные реакции, по-видимому, являются осн. источником энергии также вспышек сверхновых звёзд типа Ia. Термоядерные взрывы при вспышках таких сверхновых сопровождаются выбросом большого кол-ва радиоакт. изотопов ⁵⁶Ni (переходящих в ⁵⁶Co, а затем в ⁵⁶Fe) и др. элементов, образующих при взрывном нуклеосинтезе. Механизм взрыва сверхновых звёзд, связанных с гравитационным коллапсом (ныне принято отождествлять их со сверхновыми II типа), не установлен, тем не менее ясно, что взрывное энерговыделение в недрах сверхновой звезды порождает мощную ударную волну, за фронтом к-рой происходит нуклеосинтез, в частности синтез радиоактивного ⁵⁶Ni. Кол-во ⁵⁶Ni, выбрасываемого в межзвёздную среду при вспышке сверхновой звезды II типа, в неск. раз меньше, чем при вспышке типа Ia. Но частота вспышек II типа в галактике (типа нашей) выше, так что, вероятно, именно они играют важную роль в обогащении межзвёздной среды элементами «железного пика».

Одной из осн. задач Я. а., помимо объяснения энерговыделения в стационарных звёздах и при взрывах сверхновых (эти процессы сопровождаются синтезом элементов вплоть до железа), является объяснение происхождения хим. элементов тяжелее железа. Эти элементы образуются в осн. в результате двух процессов: медленного (*s*-процесс) и быстрого (*r*-процесс) захвата нейтронов промежуточно-

ми ядрами. Скорость захвата нейтронов в s -процессе меньше скорости β -распада ядер. В r -процессе эти скорости могут быть одного порядка, однако классическим r -процессом наз. захват нейтронов, скорость k -рого превышает скорость β -распада. В результате r -процесса образуются нейтронно-избыточные ядра. Процессы медленного и быстрого захвата нейтронов могут объяснить происхождение всех тяжелых элементов, вплоть до трансурановых. Для образования нек-рых промежуточных (т. н. обейденных) элементов важную роль может играть облучение вещества мощным потоком нейтронов от коллапсирующего ядра звезды (см. *Нуклеосинтез, Распространение элементов*).

Справедливость осн. положений Я. а. подтверждается сравнением предсказаний теории эволюции звезд с наблюдениями, объяснением особенностей кривых расширения нейтринные наблюдения Солнца; имеющиеся расхождения между наблюдаемым нейтринным потоком и предсказаниями «стандартной» модели Солнца, скорее всего, объясняются эффектами взаимодействия нейтрино с солнечным веществом. Наблюдения нейтрино от вспышки Сверхновой 1987 А подтвердили справедливость осн. положений теории о роли взаимодействий элементарных частиц в ходе коллапса ядра звезды. Эти наблюдения, а также проверка теории эволюции красных гигантов (см. *Красные гиганты и Сверхгиганты*) и белых карликов позволяют получить важные ограничения на свойства нейтрино (напр., магн. момент нейтрино должен быть меньше 10^{-11} магнетона Бора).

Помимо проблемы первичного нуклеосинтеза, к Я. а. примыкают и более фундам. задачи космологии, тесно связанные с теорией взаимодействий элементарных частиц, в частности проблемы *первичных флуктуаций* (ведущих к образованию структуры Вселенной), проблема *скрытой массы* во Вселенной, проблема фундам. поля, приводящего к инфляционной стадии расширения Вселенной (см. *Раздвигющаяся Вселенная*).

К актуальным нерешенным задачам Я. а. следует отнести проблему локализации r -процесса в нуклеосинтезе (тесно связанную с проблемой механизма взрыва сверхновых звезд), ядерные процессы в аккреционных дисках (см. *Аккреция*) активных ядер галактик и квазаров, а также в источниках гамма-всплесков. С. И. Былинков.

ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ — см. *Измерения ядерная*.

ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ — теоретич. модель неограниченного ядерного вещества, содержащего N нейтронов и Z протонов: $N \rightarrow \infty$, $Z \rightarrow \infty$, так что $A = N + Z \rightarrow \infty$ при $N/Z = \text{const}$, с выключением кулоновского взаимодействия между протонами. Представление о Я. м. было введено с целью построения микроскопич. теории ядер атомных исходя из взаимодействия свободных нуклонов, k -рое нредлагается известным.

Отличает чертой *ядерных сил* является т. и. свойство насыщения, благодаря k -рому тяжелые ядра во многом подобны жидкой капле, имеющей почти наст. плотности внутри объема с резким обрывом на поверхности области (см. *Капельная модель ядра*). Для изучения объемных свойств такой капли естественно в качестве нервого приближения рассмотреть неогранич. ферми-жидкость (см. *Квантовая жидкость*). В конечных ядрах кулоновское взаимодействие играет второстепенную роль по сравнению с ядерным. В то же время при Z и $A \rightarrow \infty$ кулоновская энергия растёт нредпорционально $Z^2/A^{1/3}$, а ядерная энергия растёт с A лишь линейно. Это делает систему неустойчивой и вынуждает при рассмотрении Я. м. нреднебрать кулоновское взаимодействие.

Рассматривают как симметричную ($N/Z=1$), так и несимметричную ($N/Z \neq 1$) Я. м. Частным случаем Я. м. в природе можно считать нейтронную материю ($N=A$; $Z=0$), согласно существующим нредставлениям составляющую осн. часть *нейтронной звезды*.

Наиб. детально разработана теория симметричной Я. м. Ее осн. задача — расчёт равновесной ядерной плотности

ρ_0 и энергии связи, приходящейся на 1 нуклон, ϵ_0/A (совпадающей с химическим потенциалом системы μ_0), исходя из потенциала нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия, построенного па основе данных по рассеянию свободных нуклонов. Обычно сначала плотн. ρ расматривается как свободный параметр и рассчитывается зависимость величины ϵ/A от ρ (рис. 1). Минимум на этой кривой

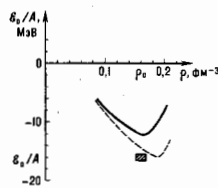


Рис. 1. Зависимость энергии связи от плотности ядерной материи; сплошная линия — расчёт по методу Брэкнера с учётом только 2-частичных корреляций; штриховая — то же, с учётом и 3-частичных корреляций. Заштрихованный прямоугольник изображает экспериментальные равновесные значения ρ_0 и ϵ_0/A .

определяет равновесные плотн. ρ_0 и энергию ϵ_0/A . Анализ энергии связи и размеров всей совокупности известных атомных ядер и их экстраполяция на случай $A \rightarrow \infty$ позволяет приблизительно найти $\rho_0 \approx 0,16 \text{ Фм}^{-3}$, $(\epsilon_0/A) \approx -16 \text{ МэВ}$.

Первые попытки построения теории Я. м. относятся к кон. 30-х гг. 20 в. Однако в то время о взаимодействии свободных нуклонов было известно мало, и в расчётах использовались потенциалы, k -рые позволяли применять методы *возмущений теории*. Более реалистич. NN-потенциалы были построены в 50-х гг., когда были получены достаточно точные эксперим. данные по рассеянию нуклонов с энергиями $\epsilon \leq 300 \text{ МэВ}$. Хотя нредчууда восстановления потенциала из данных по рассеянию не является однозначной, осн. черты потенциала удалось установить. NN-потенциал содержит некс. компонентов: центральный V_C , тензорный V_T , спин-орбитальный V_{LS} и квадратичный спин-орбитальный V_{LL} .

Наиб. важный из них — центральный — является комбинацией сильною отталкивания нуклонов на малых расстояниях (отталкивательная сердцевина — «кор», от англ. core) и притяжения — на больших (рис. 2). Суще-



Рис. 2. Схематический вид центрального NN-потенциала с жёстким кором (сплошная линия) и с мягким кором (штриховая линия); r — расстояние между нуклонами, r_c — радиус жёсткого кора.

вуют модели NN-взаимодействия с «жёстким» (бесконечным) кором и более реалистич. модели с «мягким» (конечным) кором. С кон. 50-х гг. до нач. 80-х гг. популярны были феноменологич. потенциал Хамалды — Джонстона с жёстким кором и потенциал Рейда — с мягким. Часто использовался и полуфеноменологич. потенциал «одноробонного обмена», основанный на представлениях полевой теории мезон-нуклонного взаимодействия.

Особенность ядерных сил, заключающаяся в сильном отталкивании нуклонов на малых расстояниях, делает нреднимаемыми подходы к теории Я. м., основанные на теории возмущений. Особенно это очевидно для потенциалов с жёстким кором, для k -рых нервое же приближение в теории возмущений приводит к бесконечным резу-

татам. По этой же причине неприменим к Я. м. и *Хартри* — *Фока метод* — простейший квантовомеханический метод описания многофермионных систем. Применение метода Хартри — Фока к системам с сильным отталкиванием на малых расстояниях приводит к таким же расходимостям, что и теория возмущений.

Первые успешные подходы к теории Я. м. относятся к кон. 50-х гг. и принадлежат Р. Ястроу (R. Jasstow) и К. Бракнеру (K. Brueckner). Ястроу развил вариант подход, в к-ром он использовал корреляц. (ястровский) фактор, мешающий нуклонам подходить на малые расстояния друг к другу. В случае жёсткого кора вероятность встретить нуклон на расстоянии меньше радиуса кора r_c строга равна 0. Метод Ястрова позволил для реалистических NN-потенциалов получить значения $\rho_0 \approx 0,16 \text{ Фм}^{-3}$ и $\delta\rho/\rho \approx -12 \text{ МэВ}$.

Одновременно с методом Ястрова появился метод Бракнера, основанный на частичном суммировании бесконечных рядов теории возмущений. В простейшем виде метод Бракнера сводится к замене в методе Хартри — Фока нуклон-нуклонного потенциала на т. и. G-матрицу (метод Бракнера — Хартри — Фока). G-матрица имеет смысл эфф. взаимодействия между нуклонами в ядерном веществе. Она учитывает все акты перерасcеяния нуклонов друг на друге (двухчастичные корреляции) и определяется интегральным ур-нием Бете — Голдстоуна. Сам же подход часто наз. методом Бете — Бракнера, отмечая большую роль, к-рую сыграл Г. Бете (H. A. Bethe) в его развитии.

Аналог G-матрицы для свободных нуклонов — T-матрица, лишь нормировкой отличающаяся от амплитуды рассеяния (или длины рассеяния) f. При замене G на T метод Бракнера — Хартри — Фока переходит в газовое приближение — метод, применяемый для описания свойств идеального *ферми-газа* и основанный на использовании малого параметра $f/r_0 \ll 1$, где r_0 — расстояние между частицами газа. Для отталкивательного кора роль длины рассеяния играет радиус кора r_c . Метод Бракнера использует малость параметра f_c/r_0 и, по существу, является аналогом газового приближения по отношению к отталкивательному кору. Дальнействующее притяжение сравнительно слабо и может быть учтено методом теории возмущений.

Метод Бракнера дал приблизительно те же результаты, что и метод Ястрова. Хотя формально эти методы выглядят непохожими, они основаны на одних и тех же физ. приближениях и учитывают двухчастичные корреляции в Я. м. Многие годы эти методы развивались параллельно в направлении уточнения и учёта многочастичных корреляций. В вариантах подходе применяются развитые в теории конденсир. сред метод кластерного разложения и т. н. гипернетной метод. В подходе Бракнера использовалось ур-ние Бете — Фаддеева — аналог ур-ний Фаддеева в теории 3 тел. Эти ур-ния точно учитывают трёхчастичные корреляции, но сложны для точного решения. В 1980 Дюю (W. Dyu) удалось точно решить ур-ние Бете — Фаддеева, при этом энергия связи оказалась близкой к экспериментальной, но равновесная плотность сильно сдвинулась в сторону больших значений: $\rho_0 = 0,19 \text{ Фм}^{-3}$. Эта фундамент. трудность теории Я. м. пока не разрешена. Наиб. популярными подходы к разрешению этой проблемы основаны на представлении о ср. мезонных полях, действующих в ядерном веществе. Однако они грешат неоднозначностью.

Согласно представлениям о природе *сильных взаимодействий*, основанных на *квантовой хромодинамике* (КХД), нуклоны в нормальном ядерном веществе в значительной степени сохраняют свою индивидуальность, а эффекты КХД существенны лишь на малых расстояниях между нуклонами. Задача вычисления потенциала NN-взаимодействия в рамках КХД пока не решена. Под большим вопросом с точки зрения КХД оказывается статус мезонов (за исключением пионов). Обмен тяжёлыми мезонами между нуклонами происходит на столь малых расстояниях, что их кварк-глюонная природа становится существенной.

Позтому релятивистские подходы в теории Я. м. пока далеки от последовательной теории.

Лит.: Бракнер К., Теория ядерной материи, пер. с англ., М., 1964; Браун Дж., Единая теория ядерных моделей и сил, пер. с англ., М., 1970.

ЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — раздел экперим. ядерной физики, объединяющий методы исследования ядерных излучений: α -, β -частиц, γ -квантов, электронов внутр. конверсии (см. *Конверсия внутренняя*), а также протонов, нейтронов и др. частиц, возникающих при радиоакт. распаде и в ядерных реакциях. Определяются энергия частиц, их поляризация, пространств. и временные распределения. Цель исследований — определение спектра и квантовых характеристик ядерных состояний: энергий, *спина, чётности, магн. дипольных и квадрупольных моментов ядр.* параметров деформации (см. *Деформированные ядра*) и др., а также вероятностей переходов между ядерными состояниями в зависимости от их квантовых характеристик. Получаемые методами Я. с. экперим. данные при сравнении их с результатами теоретич. расчётов в рамках тех или иных ядерных моделей позволяют судить об осн. чертах связи и движений нуклонов в ядре, что может быть выражено через структуру модельной волновой ф-ции ядра.

В Я. с. используются разл. спектрометры частиц и γ -квантов (см. *Альфа-распад, Бета-спектрометр, Гамма-спектрометрия, Гамма-спектрометр, Нейтронная спектроскопия*). Осн. доля исследований ведётся непосредственно на пучках ускоренных заряд. частиц (протонов, α -частиц, тяжёлых ионов и др.) или нейтронов. Исследования в области Я. с. могут быть разделены на 2 осн. группы.

1. Исследование радиоактивного распада короткоживущих нуклидов, удалённых от полосы β -стабильных ядер, — *нейтроно-избыточные ядра*, образующихся при делении тяжёлых ядер под действием нейтронов или заряд. частиц, или *нейтроно-дефицитных ядр.*, образующихся в ядерных реакциях глубокого рассеяния ядер протонов или в реакциях с *тяжёлыми ионами*. При этом облучаемая такими частицами мишень является одновременно источником ионов для масс-сепаратора, производящего разделение образующихся в мишени нуклидов (по массе и заряду) и транспортирующего выделенный пучок ионов в детекторы частиц (см. *Масс-спектрометр*). Такие системы получили общее назв. ISOL (isotope separation on-line, т. е. сепарация изотопов с выходом па ЭВМ).

На рис. 1 показана схема установки на протонном синхротроне (ОИЯИ, Дубна); выделенный пучок протонов р с энергией 660 МэВ бомбардирует мишень из W, нагретую до 3000 °С. Образующиеся в ней в результате реакции расщепления ядер W нуклиды, диффундируя из мишени, ионизируются на её поверхности и вытравливаются электрич. полем в область магн. поля масс-сепаратора М. Ионы заданной массы по ионопроводу И попадают в измерит. камеру, где они собираются на подвижной ленте.

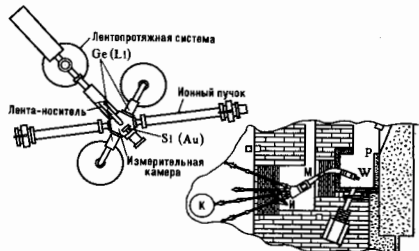


Рис. 1. Схема установки ЭЛПА для изучения радиоактивного распада короткоживущих нуклидов: р — выделенный пучок протонов синхротрона; W — вольфрамовая мишень, М — камера масс-сепаратора; И — ионопровод; К — измерительная камера; Ge (Li), Si (Au) — полупроводниковые детекторы.

на. При бомбардировке тяжёлыми ионами с энергиями в десятки и сотни МэВ на нуклон ядрам мишени может передаваться очень большой угл. момент и возбуждаться состояния со значениями спина до $80 \hbar$ (см. *Высокоспиновые состояния ядер*). Т. о. можно исследовать ядерные свойства в широком диапазоне ядерной возбуждения, спин, изоспины и др.

При разрядке высококачественных состояний ядер происходит очень большое число γ -переходов. Для их анализа требуются спектрометры, объединяющие высокую эффективность регистрации с высоким энергетич. разрешением. Эти требования осуществляются в системах, состоящих из многих синхротронных и полупроводниковых Ге-детекторов. На рис. 3 показана схема спектрометра, установленного на пучке тяжёлых ионов (англ. ядерный центр Дэрбери). В нём используются 50 синхротронных спектрометров с кристаллами германата висмута (BGO) и 6 германиевых детекторов высокого разрешения с антикомptonской защитой из окружающих их больших кристаллов NaI (Tl). BGO-детекторы определяют множественности γ -переходов, разлагающих исходное состояние ядра, и суммарную энергию каскадных переходов. Энергия индивидуальных исходов определяется сборкой из Ge-детекторов. Кроме энергии γ -переходов такие сборки позволяют определять их угл. распределение (см. *Угловые распределения и угловые корреляции*), а также времена жизни изомерных состояний, к-рые могут возбуждаться в данной реакции (см. *Измерения ядерной*).

Уравнение работой комплекса ускоритель—спектрометр и обработка получаемых массивов информации требуют применения развитой электронной системы обработки сигналов и быстродействующих ЭВМ с большими объёмами оперативной памяти (см. *Памяти устройства*). Результат, полученный на спектрометре, изображённом на рис. 3, показан на рис. 4; это—схема уровней деформированных ядер ^{168}Er , возбуждаемых в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{48}\text{Ti} \rightarrow ^{48}\text{Ti} + ^{168}\text{Er}$; при энергии ионов титана 216 МэВ, к-рую удалось проследить до энергии возбуждения более 10 МэВ и спинов $I > 30$.

Измерение электромагнитных моментов ядер в возбуждённых состояниях. Для этого развиты методы, основанные на наблюдении прецессии ядерного спина за счёт *сверхтонкого взаимодействия* магн. дипольного момента ядра с внеш. магн. полем или элктрич. квадрупольного момента с градиентом элктрич. поля, создаваемого внешними по отношению к ядру полями, напр. *внутрикристаллическим полем*. Для состояний с временами жизни более 10^{-12} с частота прецессии может быть измерена методами возмущённых угл. распределений γ -квантов и угл. корреляций. По частоте ирреции может быть определен соответств. ядерный момент, если внеш. поле известно из независимого эксперимента. С др. стороны, ядра с известными магн. дипольными и элктрич. квадрупольными моментами изомерных состояний интенсино используются как зонды в конденсир. средах для определения действующих на эти ядра элктрич. и магн. полей, создаваемых электронами атомных оболочек, и их зависимости от внеш. параметров (темпер., давления и др.).

Изучение бета-распада ядер (в частности, *двойного бета-распада*). Для этого создаются детекторы, содержащие значит. массу нуклида, ядра к-рого могут претерпевать 2β -распад (^{76}Ge , ^{100}Mo , ^{130}Te и др.). Целью таких исследований явл., в частности, поиск безнейтринного 2β -распада или определение ниж. границы его вероятности.

Данные о свойствах возбуждённых состояний атомных ядер и методы Я. с. используются в физике твёрдого тела, химии, биологии, материаловедении и др. *Активационный анализ* опирается на данные о схемах распада радиоакт. ядер. В значит. степени и эти же данные опираются *дозиметрия* ионизирующих излучений и методы защиты от их воздействия, а также диагностика, и терапевтич. использование радионуклидов в медицине.

Лит.: Аляфя, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Ejiri H., de Voigt M. J. A., Gamma-ray and electron spectroscopy in nuclear physics, Oxf., 1989. А. А. Сорокин.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА—наука о строении, свойствах и превращениях атомных ядер. В 1911 Э. Резерфорд (E. Rutherford) установил в опытах по рассеянию α -частиц при их прохождении через вещество, что нейтральный атом состоит из очень компактного положительно заряж. ядра и сравнительно «рыхлого» отрицательного электронного облака; размер ядра $\sim 10^{-13}$ — 10^{-12} см, в то время как размер атома $\sim 10^{-8}$ см. Сразу после открытия атомного ядра стали создаваться его модели, в к-рых ядро мыслится строить из известных тогда элементарных частиц—протонов и электронов. Однако началом Я. ф. можно считать 1932, когда, вскоре после открытия Дж. Чедвика (J. Chadwick) нейтрона, В. Гейзенберг (W. Heisenberg) и Д. Д. Иваненко (независимо) высказали гипотезу о том, что ядро состоит из нейтронов и протонов. При этом заряд ядра Z (в единицах заряда электрона) равен числу протонов, а его масса приблизительно равна массе протона, умноженной на массовое число A —полное число протонов и нейтронов (нуклонов) в ядре.

В 30-х гг. шло накопление эксперим. данных об осн. свойствах ядра: размерах, энергиях связи, магнитных и *квадрупольных моментах ядер*. Исследование радиоактивности и простейших ядерных реакций (под воздействием электронов, протонов, α -частиц, нейтронов) позволило получить данные о возбуждённых состояниях ядер. Наиб. долгоживущие из этих состояний получили название ядерных изомеров (см. *Измерения ядерной*). В этот период выделялись осн. направления эксперим. Я. ф.: *ядерная спектроскопия*, изучающая γ -переходы в ядрах, α - и β -распады, а также энергии, спины и др. свойства основных и низлежащих возбуждённых состояний ядер, и *ядерные реакции*. В соответствии с этим развивались теоретич. представления, позволяющие объяснить свойства основного и возбуждённых ядерных состояний и описать механизмы взаимодействия частиц с ядрами. К этому же времени относятся и первые реалистич. модели ядра (модель жидкой капли, модель оболочек) и представления об осн. механизмах ядерных реакций: *прямые ядерные реакции* и реакции, идущие через *составное ядро*.

Капельная модель ядра отражает осн. свойство *ядерных сил*—короткодействие и связанное с ним свойство насыщения. Вследствие короткодействия нуклоны в ядре сильно взаимодействуют только с ближайшими соседями, из-за чего энергия связи ядра приблизительно пропорциональна массовому числу A . Основная на этой модели полумпирич. *Вайцеккера-формула* (1935) передаст осн. зависимость энергии связи от A и Z .

Открытие в 1939 О. Ганном (O. Hahn) *деления ядер* утвердило капельную модель. Она была успешно применена Н. Бором (N. Bohr) для объяснения деления как результата конкуренции поверхностной и кулоновской энергий деформирующейся, а затем и делющейся капли. Открытие деления послужило мощным толчком для развития Я. ф. Сама же физика деления выделялась в отд. область Я. ф., в к-рой используются специфич. эксперим. и теоретич. методы.

Анализ ядерных масс позволил обнаружить в лёгких ядрах ($A < 40$) повышенную энергию связи ядер с $N = Z = A/2 = 2n$ (n —целое число), к-рые как бы состоят из α -частиц. Этот факт интерпретировался с помощью возникшей также в 30-х гг. ядерной модели, согласно к-рой также ядра состоят из α -частиц, взаимодействующих друг с другом. Повышенная энергия связи α -частиц объясняет большую (по сравнению с соседними ядрами) энергию связи α -частицы ядер. Уверенивший вариант этой модели наз. *нуклонных ассоциацией моделью*. Эта модель с успехом применяется, в частности, для объяснения свойств лёгких ядер (^4He , ^{12}C и т. д.).

В т. н. *магических ядрах*, отбавляющих ик-рым значениям N и Z (2, 8, 20, 50, 82, 126), наблюдались сильные отклонения от ф-лы Вайцеккера—аномально большие значения энергии связи. Для объяснения существования магич. ядер была выдвинута *оболочечная модель ядра*, согласно к-рой магич. числа отвечают заполнению нуклонных уровней в нек-рой потенц. яме—ср. ядерном поле.

Однако все предложенные варианты ядерной потен. ямы не давали правильных значений магн. чисел. Они были получены лишь в 40—50-х гг. М. Гейнперт-Майер (M. Goeppert-Mayer) и Й. Х. Йенсеном (J. H. Jensen), включившими в это поле спин-орбитальное взаимодействие нуклонов.

Для объяснения прямых ядерных реакций, идущих с временами 10^{-23} — 10^{-22} с, была сформулирована *оптическая модель ядра*, описывающая рассеяние частиц на ядрах. При описании ядерных реакций, идущих через составное ядро, использовались теория *резонансных ядерных процессов* и статистическая теория ядра. Понимание роли ядерных реакций в *эволюции звезд* привело к формированию *ядерной астрофизики*. В качестве осн. источника энергии звезд рассматриваются реакции синтеза лёгких элементов, а к образованию тяжёлых элементов приводят разнообразие и длительные источники ядерных превращений (см. *Нуклеосинтез*).

Бурное развитие испытала Я. ф. в кон. 40-х и в 50-х гг. в связи с созданием и совершенствованием ядерного оружия и возникновением *ядерной энергетики*. Появились новые типы *ускорителей заряженных частиц*, позволяющие получать потоки частиц всё более высоких энергий и имеющие хорошее энергетич. и угл. разрешение. Началось строительство *исследовательских реакторов* — источников мощных пучков нейтронов.

Иттенсовское накопление эксперим. данных о свойствах ядер стимулировало их теоретич. осмысление. Оболочечная модель качественно объясняла наличие изомерии, магн. и квадрупольные моменты ядер и др. Однако обнаружился ряд низколежачих ядерных состояний, γ -переходы между к-рями имеют интенсивности, во много раз превышающие предсказания теории. Для объяснения этой аномалии было введено предположение о коллективных переходах и *коллективных возбуждениях ядер*, приведшее к созданию О. Борома (O. Bohr) и Б. Моттelsonом (B. R. Mottelson) в 1952 коллективной модели ядра. Они же (и независимо Дж. Рейнуотер, J. Rainwater) предположили существование неосферич. *деформированных ядер*, что позволило успешно описать спектры и вероятности переходов в ядрах редкоземельных элементов ($150 \leq A \leq 180$) и актиноидов ($A \geq 220$). Успешной оказалась модифицированная модель Гейнперт-Майер — Йенсена для деформир. ядер (модель Нильсона).

Успех разл. феноменологич. моделей ядра делал важным их теоретич. обоснование. Так, было неясно происхождение оболочек в системе с сильным короткодействием, а также как сочетаются столь противоречивые по физ. картине канальная и оболочечная модели ядра. Коллективная модель Бора — Моттelsonа опиралась на канальную модель, однако вводимые в неё параметры — жёсткость ядра и т. и. массовый коэф., — извлекаемые из опыта, сильно отличались от предсказаний канальной модели. Лишь в кон. 50-х — нач. 60-х гг. развитие *квантовой теории многих частиц* привело к пониманию этих вопросов и к созданию совр. теории ядра. Большую роль в этом сыграли теория *ядерной материи* К. Бранкера (K. Brueckner) и теория конечных ферми-систем (ТКФС) А. Б. Мигдала. Теория Бранкера была одним из первых примеров практич. применения диаграммной техники (см. *Фейнмана диаграммы*) к реальным ядрам и позволила рассчитать объёмный член в энергии связи ядра и глубину ср. ядерного потен. поля, исходя из известного потенциала взаимодействия свободных нуклонов. ТКФС близка к теории ферми-жидкости (см. *Квантовая жидкость*), основанной на концепции *квазичастиц* и оперирующей эфф. взаимодействием между ними (последнее задаётся с помощью неск. параметров, извлекаемых из опыта). Самоогласованная ТКФС и близкий к ней *Хартри — Фока метод* с эфф. силами позволяют путём введения неск. констант, универсальных для всех ядер (кроме самых лёгких), рассчитать большое число ядерных явлений с точностью, адэкватной точности экспериментов.

Тесные связи между Я. ф. и физикой *твёрдого тела* возникли неоднократно. Так, созданная в 1958 Дж. Барди-

ном (J. Bardeen), Л. Купером (L. Cooper) и Дж. Шриффером (J. Schrieffer) теория *сверхпроводимости* в металлах подтолкнула Бора и Моттelsonа, а также (независимо) Дж. Валатина (J. Valatin) выдвинула гипотезу о *сверхтекучести атомных ядер*. Созданный в это же время Н. Н. Боголюбовым для описания сверхпроводимости метод и — преобразование послужил основой *сверхтекучей модели ядра* (В. Г. Соловьёв, С. Т. Белыев). Важную роль в понимании значения сверхтекучести и взаимодействия между квазичастицами в коллективных свойствах ядер сыграла микроскопич. теория квадрупольных ядерных возбуждений (С. Т. Белыев, 1959). Коллективная модель интерпретировала эти возбуждения как поверхностные колебания, в то время как микроскопич. теория приводила к объёмным колебаниям — аналогу нулевого звука в ферми-жидкости. Это противоречие было устранено в 1972 В. А. Ходелем, показавшим, что согласование между ср. полем ядра и эфф. взаимодействием квазичастиц приводит к тому, что решения микроскопич. ур-ний для коллективных возбуждений имеют вид «квантовых капиллярных волн» — квантовых аналогов класич. колебаний жидкой капли. Их волновая ф-ция сосредоточена в осн. на поверхности ядра, но имеет и большие объёмные компоненты. Эта теория позволяет также правильно рассчитать параметры феноменологич. коллективной модели.

Развитие диаграммной техники сыграло большую роль и в теории прямых ядерных реакций; оно привело к созданию т. н. диаграммного дисперсионного метода (И. С. Шапиро). В статистич. теории ядра и в теории резонансных реакций большую роль сыграл подход, развитый Г. Фешбахом (H. Feshbach) и названный одной теорией ядерных реакций.

Существенно отличается по физ. идеям и методам физика лёгчайших ядер — малонуклонных систем ($A < 4$). В этих случаях пытаются точно решить уравнение Шредингера для А нуклонов, взаимодействующих посредством известного NN-потенциала (см. *Ядерные силы*). Теория одного из простейших ядер — *дейтрона* — была построена ещё в 30-х гг. В 60-х гг. были развиты методы точного решения проблемы 3 тел: ур-ния Фаддеева, метод гиперферри. Ф-ций и др., позволившие построить нерелятивистскую теорию *тритона* ^3H и ядра ^3He . Незначительные (порядка 5%) отличия расчётной энергии связи этих ядер от экспериментальной позволили оценить величину 3-частичных ядерных сил. Их вклад в энергии связи более тяжёлых (более плотных) ядер должен быть больше и, по оценкам, может достигать 10—15%. Применение аналогичных методов для более тяжёлых ядер (обобщение ур-ния Фаддеева для систем с $A > 3$ изв. ур-нием Фаддеева — Якубовского) практически осуществлено лишь для α -частицы (ядро ^4He).

Новый этап в теории ядра связан с развитием в 70—80-х гг. *квантовой хромодинамики* (КХД) как теории сильных взаимодействий. Согласно этой теории, нуклоны и мезоны не являются истинно элементарными частицами, а состоят из более фундаментальных частиц: *кварков* (фермионов) и *глюонов* (бозонов), взаимодействующих между собой. Последовательная теория КХД нуклона пока не построена. Поэтому рано говорить о теории ядра, основанной на КХД. Однако мн. представления КХД и *кварковые модели* адронов позволили описать ядерные реакции под воздействием частиц высоких энергий, сопровождающиеся большой передачей энергии и импульса. При этом ожидалось, что ядро должно вести себя как система свободных нуклонов и что трудно найти специфически ядерные эффекты КХД. Но такой эффект был обнаружен в 1982 Европ. мюонной коллаборацией (эффект ЕМС). Он заключается в значительном (до 15%) отличии сечения *слабого неупругого процесса* рассеяния мюонов с энергиями порядка 100 ГэВ на ядре Fe (в расчёте на нуклон) от сечения на свободном нуклоне. До сих пор нет однозначной интерпретации этого явления, однако во всех существующих объяснениях решающую роль играют чисто ядерные эффекты. Эффект ЕМС оказался важным тестом для КХД моделей нуклона; оказалось, что некр-ые модели не могут описать

этот эффект, не вступая в сильное противоречие с др. ядерными свойствами. Обнаружено неск. ЕМС-подобных эффектов, и возникла новая область — *релятивистская ядерная физика*, объединяющая Я. ф. с физикой *элементарных частиц*.

Новая область Я. ф. возникла в связи с созданием ускорителей тяжёлых ионов — физика ядро-ядерных взаимодействий. При изучении столкновений ядер низких и ср. энергий ($E/A < 10 - 20$ МэВ) были обнаружены слияние и квазиделение ядер, мультифрагментация. Последнюю связывают с фазовым переходом жидкость — газ, происходящим при нагревании ядерной материи. При взаимодействии ядер ультрарелятивистских энергий ищут проявления др. гипотетич. фазовых переходов в ядерном веществе: л-конденсатный фазовый переход, переход адронной материи в *кварк-глюонную плазму* и др.

Лит.: Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; Бороу, Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Соловьёв В. Г., Теория атомного ядра. Ядерные модели, М., 1981.

Э. Е. Сперантейн.

ЯДЕРНАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ЭМУЛЬСИЯ — фотографич. эмульсия, предназначенная для регистрации траекторий (треков, следов) частиц. Метод Я. ф. з. основан на том, что заряж. частица, проходя через эмульсион. разрушает кристаллы галогенида серебра и делает их способными к проявлению.

Я. ф. з. используется в качестве детектора частиц в ядерной физике, физике элементарных частиц, при исследовании космических лучей, в дозиметрии. Первым примесянием фотозумульсии в ядерной физике можно считать исследование А. Беккереля (А. Becquerel), к-рый в 1895 обнаружил радиоактивность солей по вызываемому ими почернению фотозумульсии. В 1910 С. Киншоита (S. Kinoshita) показал, что зёрна галогенида серебра обычной фотозумульсии становятся способными к проявлению, если через них прошла хотя бы одна α -частица. В 1927 Л. В. Мысовский с сотрудниками изготовил пластинки с толщиной эмульсионного слоя 50 мкм и наблюдал с их помощью рассеяние α -частиц на ядрах эмульсии. В 30-х гг. началось изготовление Я. ф. з. со стандартными свойствами, с помощью к-рых можно было регистрировать следы медленных частиц (α -частиц, протонов). В 1937—38 М. Блау и Г. Вамбахер (М. Blau, H. Wambacher, Австрия), а также А. П. Жданов с сотрудниками наблюдали в Я. ф. з. расщепления ядер, вызванные космич. излучением. В 1945—48 появились Я. ф. з., пригодные для регистрации слабо ионизующих однозарядных релятивистских частиц; метод Я. ф. з. стал точным количеств. методом исследования.

Я. ф. з. отличается от обычной фотозумульсии (см. *Фотография*) двумя особенностями: отношение массы галогенида серебра к массе желатина в 8 раз больше; толщина слоя, как правило, в 10—100 раз больше, достигает иногда 1000—2000 мкм и более (стандартная толщина фирменных Я. ф. з. 100—600 мкм). Зёрна галогенида серебра в эмульсии имеют сферич. или кубич. форму, их линейный размер зависит от сорта эмульсии и обычно составляет 0,08—0,30 мкм (рис. 1).

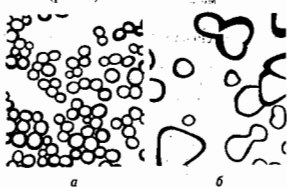


Рис. 1. Зёрна различных эмульсий (электронные микрофотографии, увеличение 20 000): а — ядерная фотозумульсия типа Илфорд-5; б — обычная фотозумульсия.

Процесс проявления эпонированной эмульсии играет роль сильного увеличения первоначального слабого эффекта (скрытого фотографич. изображения), подобно тому как лавинный разряд в *Гейгера счётчике* или бурное вспыхивание пузырьков в *пузырковой камере* многократно увеличивают слабые эффекты, связанные с начальной ионизацией, производимой заряж. частицей. Как правило, частицы обладают большой энергией, благодаря чему они могут создавать центры чувствительности в лежащих на их пути зёрнах галогенида серебра. После фиксирования Я. ф. з. вдоль следа частицы образуется цепочка чёрных зёрен — металл. Ag на фоне прозрачного желатина. Зёрна расположены в следе тем плотнее, чем больше ионизующая способность частицы и чем выше чувствительность эмульсии. Следы частиц наблюдают с помощью микроскопа при увеличении 200—2000.

В ядерной физике эмульсии обычно используют в виде слоёв, нанесённых на стеклянные пластины. При исследовании частиц высоких энергий (на ускорителях или в космич. излучении) эмульсионные слои укладывают в большие стопки в неск. сотен слоёв (эмульсионные камеры). Объём камеры достигает десятков л; образуется практически сплошная фоточувствительная масса. После экспонизации отд. слои могут быть наклеены на стеклянные подложки и обработаны обычным образом. Положение слоёв точно маркируется, благодаря чему траекторию частиц легко проследить по всей стопке, переходя от слоя к слою.

Свойства следа, оставленного в эмульсии заряж. частицей, зависят от её заряда e , скорости v и массы m . Так, остаточный пробег частицы (длина следа от его начала до точки остановки) при данных e и v пропорционален m ; при достаточно большой скорости v частицы плотность зёрен (число проявленных зёрен на единицу длины следа) $q \sim e^2/v^2$. Если плотность зёрен слишком велика, они слипаются в сплошной чёрный след. В этом случае, особенно если e велико, мерой заряда можно быть число δ -электронов, образующих на следе характерные ответвления. Их плотность также пропорциональна e^2/v^2 . Если $e=1$, $v \sim c$, то след частицы в Я. ф. з. имеет вид прерывистой линии из 20—25 чёрных точек на ~ 100 мкм пути.

В Я. ф. з. можно измерять рассеяние частицы — ср. угловое отклонение на единицу пути: $\phi \sim e/pv$ (p — импульс частицы). Я. ф. з. можно поместить в сильное магн. поле и измерить импульс частицы и знак её заряда, что позволяет определить заряд, массу и скорость частицы. Достоинства метода Я. ф. з. — высокое пространств. разрешение (можно различать явления, отдалённые расстояниями меньше 1 мкм, что для релятивистской частицы соответствует временам пролёта $\sim 10^{-16}$ с) и возможность длительного накопления редких событий.

С 1945 по 1955 методом Я. ф. з. были сделаны важные открытия: зарегистрированы *пи-мезоны* и последовательности распадов $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, а также обнаружены ядерные взаимодействия $\pi^- + K^-$ -мезонов. С помощью Я. ф. з. удалось оценить время жизни π^- -мезона (10^{-16} с), был обнаружен распад К-мезона на 3 мезона, открыт Σ -гиперон и установлено существование *гипердров*, открыт антилямбдагиперон (см. *Гипероны*). Методом Я. ф. з. был исследован состав первичного космич. излучения, кроме протонов в нём были обнаружены ядра He и более тяжёлых элементов, вплоть до Fe.

С 60-х гг. метод Я. ф. з. вытесняется пузырьковыми и искровыми камерами и электронными трековыми детекторами частиц, к-рые дают большую точность измерений и возможность применения ЭВМ для обработки данных. Однако Я. ф. з. обладает высоким (~ 1 мкм) пространств. разрешением, что позволяет использовать её в качестве мишени-детектора для исследования рождения и распада короткоживущих частиц с временами жизни $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$ с. В этом случае Я. ф. з. в сочетании с др. детекторами частиц образует т. н. гибридную установку. В такой установке вторичные частицы, образующиеся в мишени в результате взаимодействия, и частицы — продукты распада короткоживущих частиц — анали-

зируются с помощью спектрометра или пузырьковой камеры. Траектории частиц, зарегистрированные соответствующим детектором, экстраполируются в эмульсионную мишень. Погрешность экстраполяции определяет область, в к-рой производится поиск события или следов вторичных частиц. Путём обратного прослеживания по этим идентифицированным следам осуществляется поиск первичного взаимодействия и распадов вторичных частиц. Т. о., опыт с мишенью-эмульсией соединяет высокую пространств. разрешающую способность эмульсии с возможностями электронных методов идентификации частиц. В гибридных экспериментах с Я. ф. з. в качестве т. н. верхинного детектора были обнаружены и идентифицированы сотни распадов *очарованных частиц*, измерены времена их жизни и установлены каналы распадов (см. *Комбинированные системы детекторов*). На рис. 2 показано

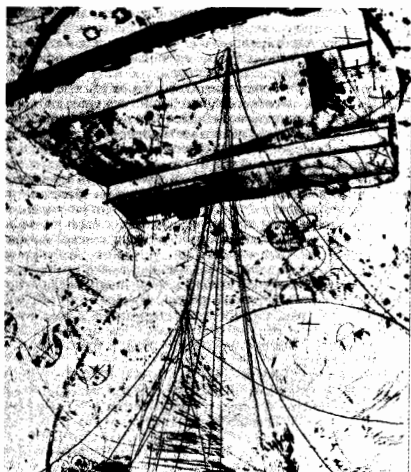


Рис. 2. Вид сверху на два контейнера, расположенных внутри пузырьковой камеры. На фотографии виден пучок частиц, возникающих при взаимодействии нейтрино большой энергии с эмульсией внутри верхнего контейнера. Спиральные траектории — следы электронов и позитронов, появившихся в результате превращения ν -кванта в пару e^+e^- . Радиус витков спирали уменьшается из-за потерь энергии частицами при прохождении через вещество, наполняющее пузырьковую камеру (смесь жидкого водорода и неона).

расположение 2 контейнеров с эмульсией внутри 15-футовой пузырьковой камеры (Национальная лаборатория США им. Э. Ферми).

Лит.: Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом, пер. с англ., М., 1962. А. О. Вайсберг, В. А. Смирнский.

ЯДЕРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА — совокупность эксперим. методов ядерной физики, в к-рых используются электронные приборы для получения, преобразования и обработки информации, поступающей от детекторов частиц. Эти методы применяются, помимо ядерной физики и физики элементарных частиц, всюду, где приходится иметь дело с *ионизирующими излучениями* (химия, биология, медицина, космич. исследования и т. д.). Малая длительность процессов и, как правило, высокая частота их повторения, а также наличие *радиационного фона* требуют от приборов

Я. э. высокого временного разрешения (10^{-9} с) и отбора регистрируемых событий с учётом их геометрии (пространств. распределения) и кинематики. Необходимость одноврем. измерения большого числа параметров (амплитуды сигнала, времени его прихода, координаты точки детектирования частицы, суммарного энерговыделения и др.) привела к тому, что именно в Я. э. впервые были разработаны схемы аналого-цифрового преобразования, применены цифровые методы накопления информации, многоканальный и многомерный анализ, использованы магистрально-модульные системы, ЭВМ в реальном масштабе времени (см. *Информатика, ЭВМ*) и локальные вычислит. сети.

При регистрации частиц (или квантов) задача Я. э. сводится к счёту импульсов от детектора; при идентификации типа излучения и исследовании его спектра анализируется форма импульса, амплитуда или относительная задержка между импульсами. В случае исследования пространств. распределения излучения регистрируются номера «работавших» детекторов или непосредственно определяется координата точки детектирования (см. *Координатные детекторы*).

В число устройств Я. э. входят: схемы совпадений и антисовпадений (см. *Совпадный метод*), амплитудные дискриминаторы, линейные схемы пропуска сигнала, сумматоры сигналов, многоканальные временные и амплитудные анализаторы, процессоры отбора событий, разл. устройства для съёма информации с координатных детекторов (*дрейфовых камер*, пропорциональных камер, *полупроводниковых детекторов*), ионизационных calorиметров и т. д. (сотни наименований). Системы отбора событий часто содержат десятки ЭВМ, тысячи процессоров и $\sim 10^6 - 2 \cdot 10^7$ каналов измерения.

Устройство для регистрации частиц включает детектор, усилитель, преобразователь сигнала и регистрирующее устройство. Ф-ция усиления реализуется электронной схемой, *фотоэлектронным умножителем* или к.-л. др. прибором. Преобразователь переводит сигнал детектора в стандартный импульс или преобразует амплитуду или время прихода сигнала в цифровой код. Для записи результатов измерения применяются счётчики импульсов, запоминающие устройства или ЭВМ.

На рис. 1 изображена упрощённая система для исследования спектров излучения. Заряж. частица пересекает детекторы D_1, D_2, D_3 и останавливается в детекторе D_4 . Сигналы с D_1, D_2, D_3 через формирователи F_1, F_2, F_3 поступают на схему совпадений СС, отбирающую со-

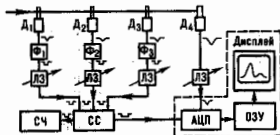


Рис. 1. Схема спектрометра заряженных частиц.

бытия, при к-рых сигналы на её входы приходят одновременно. Одновременность прихода импульсов обеспечивается согласующими линиями задержки ЛЗ. Схема совпадений вырабатывает сигнал, к-рый «разрешает» преобразование исследуемого импульса от детектора D_4 . Результат преобразования из аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в виде цифрового кода заносится в оперативное запоминающее устройство (ОЗУ) или ЭВМ. Измеренный амплитудный спектр выводится на экран дисплея. Часть системы, ограниченная пунктиром, представляет собой многоканальный амплитудный анализатор. Скорость счёта на выходе схемы совпадений, фиксируемая счётчиком СЧ, показывает число зарегистрир. событий.

Временной отбор сигналов осуществляется схемами совпадений, к-рые срабатывают от импульсов с определенной длительностью и амплитудой и реализуют логич. функцию «И» (логич. умножение, см. *Логические схемы*), т. е. на их выходе сигнал появляется лишь тогда, когда импульсы на всех входах имеют определен. уровень, называемый единичным. Если на один из входов схемы совпадений подать сигнал с инвертир. полярностью, она превращается в схему антисовпадений. В системах совпадений и антисовпадений используются *интегральные схемы*.

Амплитудный отбор осуществляется дискриминаторами, к-рые выполняются с использованием схем сравнения (компараторов) и формируют стандартный выходной импульс лишь в случае, если напряжение (или ток) на входе превышает заданный порог. Эволюция схем совпадений и амплитудных дискриминаторов типична для др. приборов Я. э. Вместо блоков, реализующих одну логич. функцию («И», «ИЛИ» и т. д.), разрабатываются универсальные многофункциональные устройства, логич. функцию к-рых можно задавать извне. Такие устройства строятся на базе больших интегральных схем общего назначения или специально разработанных для решения данной задачи. Вычислит. техника позволила создать автоматизир. аппаратуру с программно-регулируемыми параметрами: ЭВМ управляет порогами срабатывания схем, временным разрешением, задержкой сигналов, логикой отбора событий, режимом работы измерит. системы и т. д.

В Я. э. используются приборы с зарядовой связью (см. *ПЗС-детектор*), схемы на переключающихся конденсаторах, транспонтеры, специализированные и оптоэлектронные процессоры, нейронные сети и т. д. Накопление экспонир. данных происходит в ЭВМ (рис. 2) с последующей

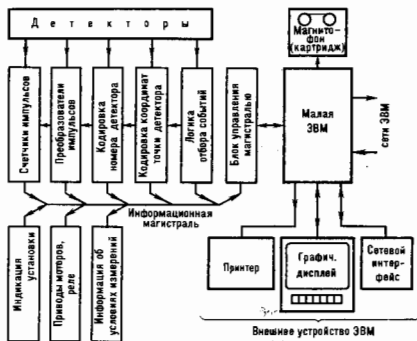


Рис. 2. Система накопления и обработки информации на детекторах ПЗС.

перепишо на магн. ленту. Результаты предварит. обработки выводятся на экран дисплея, что позволяет оператору вмешиваться в ход измерений. ЭВМ управляет разл. устройствами: моторами, нерешающими детекторы или мишени, реле, коммутаторами сигналов, процессорами отбора событий и т. д.; выполняет калибровку измерит. аппаратуры, предварительную и окончательную обработку экспонир. данных.

Лит.: Ковальский Е., *Ядерная электроника*, пер. с англ., М., 1972; *Электронные методы ядерной физики*, М., 1973; Колнако И. Ф., *Электронная аппаратура на линии с ЭВМ в физическом эксперименте*, М., 1974; *Современная ядерная электроника*, т. 1—2, М., 1974—75; Шмидт Х.-У., *Измерительная электроника в ядерной физике*, пер. с нем., М., 1989.

Ю. А. Семёнов.

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА — отрасль энергетики, в к-рой источником получаемой полезной энергии (электрической, тепловой) является ядерная энергия, преобразуемая в полезную на атомных энергетич. установках: атомных электростанциях (АЭС), атомных теплоэлектроцентралях (АТЭС) и атомных станциях тепловоснабжения (АСТ) (термин «атомный» используется условно в силу сложившейся практики). В случае реализации *управляемого термоядерного синтеза* для получения полезной энергии к Я. э. могут быть отнесены также термоядерные электростанции (ТЯЭС).

Ядерная энергия освобождается при осуществлении ядерных цепных реакций деления нек-рых тяжелых ядер урана, плутония, тория в ядерных реакторах. В этом процессе выделяется большое кол-во тепла — в осн. (более 90%) при торможении осколков деления ядер в материале ядерного горючего. Отвод получаемого тепла тем или иным способом и особенно превращение его в полезную энергию является основной задачей, решаемой методами промышл. теплоэнергетики (в частности, для получения электроэнергич. используется обычный паротурбинный способ).

С энерготехнол. точки зрения любая АЭС в принципе является аналогом обычной тепловой электростанции, в к-рой вместо топки парового котла для получения рабочего тела (водяного пара) используется ядерный (термоядерный) реактор. Несмотря на сходство принципиальных термодинамич. схем атомных и тепловых (основанных на сжигании разл. видов органич. горючего, т. н. огневая энергетика) энергоустановок, между ними имеются существенные различия. Определяющими среди них являются эколо-экономич. преимущества АЭС (при их нормальной работе) по сравнению с огневыми электростанциями: отсутствие потребности в кислороде, отсутствие загрязнения окружающей среды сернистыми и др. газами. Значительно большая (в миллионы раз) тепловоорная способность ядерного горючего резко сокращает его объемы и расходы на транспортировку и обращение; кроме того, ресурсы ядерного горючего огромны. Эти преимущества стали причиной быстрого развития Я. э. в промышленно развитых странах.

Первая в мире действующая АЭС (5000 кВт) была пущена в 1954 в Обнинске (Калужская обл.). Массовое начало строительства крупных и экономичных АЭС началось во 2-й пол. 60-х гг. Однако ряд аварий существенно повлиял на степень социально-обществ. приемлемости Я. э. в ряде стран мира. После аварии (1986) на Чернобыльской АЭС приrost мощностей Я. э. существенно замедлился, а в нек-рых странах, имеющих достаточные собственные классич. топливно-энергетич. ресурсы или доступ к ним, фактически прекратился (Россия, США, Великобритания, ФРГ).

По состоянию на сер. 1994, АЭС построены, строятся или намечены к строительству во многих (ок. 30) странах мира суммарной мощностью более 300 млн. кВт. Наб. распространение получили АЭС т. н. конденсационного типа, в к-рых практически всё тепло ядерной реакции (более 97%) преобразуется в электроэнергию. Доля выработки электроэнергии действующих АЭС в общем балансе электроэнергич. стран составляет от неск. % до 80% (Франция) и 97% (Литва). АЭС экономически более выгодны при отсутствии в стране собственных классических топливно-энергетич. ресурсов или их дефиците.

К нач. 1992 на территории бывшего СССР действовало 15 АЭС с числом энергоблоков 45 и общей электрич. мощностью 36,6 млн. кВт. Доля выработки на них электроэнергии составляла ок. 12%. В России суммарная мощность оставшихся на её территории АЭС составляет ок. 20 млн. кВт (ок. 11% общей выработки электроэнергии). Остальные АЭС находятся на Украине (большая часть), в Литве, Армении, Казахстане.

Для создания и эксплуатации атомных энергетич. установок необходимы рудодобывающие и рудоперерабатывающие предприятия; для излучения урана, разделения его изотопов (обогащительное произв.) — предприятия,

производящие ядерное горючее в конечных изделиях (теплоделяющие элементы—ТВЭЛы, теплоделяющие сборки—ТВС).

Система производств, связанных с переделами топлива до АЭС и обращением с топливом после АЭС, наз. топливным циклом. Он может быть разомкнутым, если выгружаемое из ядерного реактора отработанное топливо не отправляется на регенерацию, а хранится в долговременных хранилищах. Однако экономически более разумным является замкнутый топливный цикл, в к-ром предусматривается круговорот ядерного горючего. Такой цикл—необходимое и обязательное условие будущего крупномасштабного развития Я. э., ориентированного на все возрастные доли реакторов на быстрых нейтронах (т. н. быстрые реакторы). АЭС с такими реакторами одновременно с выработкой электроэнергии способны нарабатывать вторичное ядерное горючее (напр., плутоний) в кол-ве, несколько большем, чем в них сгорает урана (т. н. расширенное воспроизв-во). Это делает природные и уже накопленные запасы ядерного горючего практически бесконечным источником энергии.

К сер. 90-х гг. в большинстве стран, развивающих Я. э., затраты на выработку электроэнергии на АЭС заметно ниже, чем на станциях, использующих уголь. Однако в США и Канаде есть районы, где станции на угле экономичнее АЭС. Станции на мазуте и природном газе во всех развитых странах менее экономичны, чем станции на угле.

Экономич. реформы в России (с 1992) усилили экономич. потенциал Я. э. При либерализации цен на энергоносители цены на ядерное горючее (в расчёте на энергию, единицу) стали существенно ниже, чем на обычные виды горючего. Станции на органич. топливах могут реально конкурировать с АЭС только в местах его добычи, т. е. в осн. в восточных районах. Европейские районы России являются районами безусловной экономич. доминирования АЭС с возрастанием их экономич. преимуществ к западным границам России. Здесь и развёрнулось массовое строительство крупных АЭС со 2-й пол. 60-х гг. К моменту Чернобыльской аварии суммарная мощность АЭС в СССР составила ок. 28 млн. кВт. После аварии темп ввода новых мощностей существенно замедлился, а в 1989 прекратился. За этот период было пушено неск. почти законченных атомных энергоблоков общей мощностью 8 млн. кВт. Строительство других АЭС суммарной мощностью в неск. десятков млн. кВт, находящихся в осн. на более ранних стадиях строительства, законсервировано.

Наблюдаемый в мире «провал» в природе мощностей Я. э. получил назв. «послечернобыльская зима». Однако в силу технол. и экономич. особенностей, присущих атомным энергоисточникам, а также на фоне истощающихся запасов на Земле относительно дешёвых и доступных топливно-энергетич. ресурсов, ухудшающейся экологич. обстановки, роста населения планеты и появившихся сдвигов в обществ. мнении в пользу АЭС за Я. э. сохраняется большое будущее.

Реальное экономич. воздействие АЭС на окружающую среду очень мало: если принять индекс ущерба окружающей среде при нормальной работе станций от использования энергетич. единиц твёрдого и жидкого сернистого топлива за 1, то ущерб от использования природного газа равен 0,35, а для ядерного горючего он практически равен нулю. Экономич. показатели АЭС почти не зависят от климатич. и территориальных факторов. Ориентация на сооружение АЭС выводит страну на более высокий уровень техн. развития.

К сер. 90-х гг. в мире, и в частности в России, разрабатываются новые проекты полностью безопасных АЭС, к-рые, по-видимому, начнут вступать в строй в конце первого десятилетия 21 в. К практически абсолютно надёжно зарекомендовавшим себя типам реакторов относятся реакторы с водяным теплоносителем осн. конструктивной модификации—т. н. реакторы корпусного типа. В этой конструкции активная зона располагается внутри цилиндрич. толстостенного металлич. корпуса, находяще-

гося под внутр. давлением. Более 95% реакторов АЭС мира относятся к реакторам такого типа; используются корпусные реакторы для двух наиб. распространённых способов отвода тепла от активной зоны: некипящей водой под давлением (55%) и с кипением воды в активной зоне (45%).

В России реакторы с водой под давлением (ВВЭР) установлены на Кольской, Калининской, Нововоронежской, Балаковской АЭС; их суммарная мощность составляет $\approx 8,6$ млн. кВт. На Ленинградской, Смоленской, Курской и Билибинской АЭС установлены реакторы также с водяным теплоносителем, но т. н. канального типа; их суммарная мощность ≈ 11 млн. кВт. Они не имеют цилиндрич. корпуса и представляют собой кладку цилиндрич. формы из графитовых блоков, пронизанных вертикальными каналами с ядерным горючим, через к-рые протекает кипящая в них вода.

На Белоярской АЭС мощностью 600 МВт действует быстрый реактор с теплоносителем из жидкого натрия. Этот реактор является первым в мире опытно-промышл. реактором, предназначенным для отработки аспектов будущего широкомасштабного расширенного воспроизв-ва ядерного горючего с использованием замкнутого топливного цикла.

Я. э. обладает и рядом отрицат. черт: наличие сложного топливного цикла, проблема радиоакт. отходов, утечка радиоактивности в окружающую среду и проблема снятия с эксплуатации АЭС. Радиоакт. отходы являются наиб. «неприятной» стороной Я. э. Однако их объём (на единицу элетрич. мощности) относительно невелик—в миллионы раз меньше объёма отходов огневой энергетики. Кроме того, накопил значит. опыт локализации этих отходов (напр., связывание их стеклообразной матрицей и захоронение в глубоких геологич. формациях), наконец, ведутся соответствующие исследования, в т. ч. в рамках и под контролем Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ), что в совокупности является гарантией надёжного решения проблемы отходов.

Утечку радиоактивности также возможно преодолеть. Многолетние наблюдения за радиац. фоном в непосредств. близости от АЭС при обеспечении нормальных эксплуатац. условий не показали его заметного отклоня от естеств. фона или превышения допустимых норм.

Не решённой до конца проблемой Я. э. является снятие с эксплуатации АЭС после истечения их срока службы. В сер. 90-х гг. эта проблема стала актуальной, поскольку проектный срок окончания эксплуатации АЭС первого поколения, т. е. пущенных на 2-й пол. 60-х—1-й пол. 70-х гг., заканчивается или близок к завершению.

В одном атомном энергоблоке мощностью 1 млн. кВт содержится 500—700 тыс. т. ст. мат-риалов и 40—60 тыс. т. стационарного оборудования металлоконструкций. Из них не более 1% материалов приобретает повышенную и доли процента—высокую радиоактивность (только последние требуют спец. обращения и локализации). Однако первоочередным этапом решения проблемы является продление срока службы АЭС с первоначального срока ок. 30 лет до 40—60 лет.

Гораздо сложнее оказывается проблема преодоления обществ. неприятия АЭС. В связи с этим в России и западных странах развёрнуты значит. социологич. исследования, направленные на понимание и выработку механизмов, ведущих к социальной приемлемости АЭС. Они включают в себя широкий спектр мероприятий и условий законодательного, финансово-стимулирующего, пропагандистского, образовательного, организационно-управленческого и иного характера.

Лит.: Абаган А. А. [и др.]. Состояние и проблемы развития ядерной энергетики в СССР. «Атомная энергия», 1990, т. 69, № 2, с. 67; Энергетика мира: прогноз будущего, М., 1992, с. 289; Мухомолов В. Н. Атомная энергетика в России: реалии и перспективы, «Бюлл. Минатомэнерго», 1994, № 1, с. 3. Ю. И. Коркин.

ЯДЕРНОЕ ГОРЮЧЕЕ—делящиеся нуклиды, используемые в ядерных реакторах для осуществления ядерной цепной реакции деления.

Вещество	Плотность, г/см ³	Теплопроводность, Вт/(м·К)	Теплоёмкость, Дж/(моль·К)	Температура плавления, °С
U	19,12	25,0	32,60	1133
Pu	19,86	3,3	32,77	640
Th	11,72	37,6	26,23	1695
UO ₂	10,97	8,5	58,31	2800
PuO ₂	11,46	6,3	56,17	2390
ThO ₂	10,13	14,5	61,76	3300
UC	13,63	26,0	45,14	2525
PuC	13,99	9,0	47,20	1654
ThC	10,65	8,7	45,14	2630
UN	14,32	17,0	47,70	2850
PuN	14,23	8,0	53,35	2589
ThN	11,55	*	39,0	2630

* Не определена.

Наиб. широкое применение получили диоксидное топливо. В реакторах с жидкометаллич. охлаждением представляется оптимальным использование нитридного уранового и уран-плутониевого топлива. Изучается также возможность использования металлич. топлива в виде сплава U—Pu—Zr и др. Топливо в ТВЭЛлах, как правило, гомогенное. Иногда применяется т. н. дисперсионное, или матричное, топливо, когда крупинки топлива (чаще в виде керамики) включаются в матрицу из инертного (неделящегося) разбавителя, обладающего хорошими ядерными и механическими свойствами и приемлемой теплопроводностью.

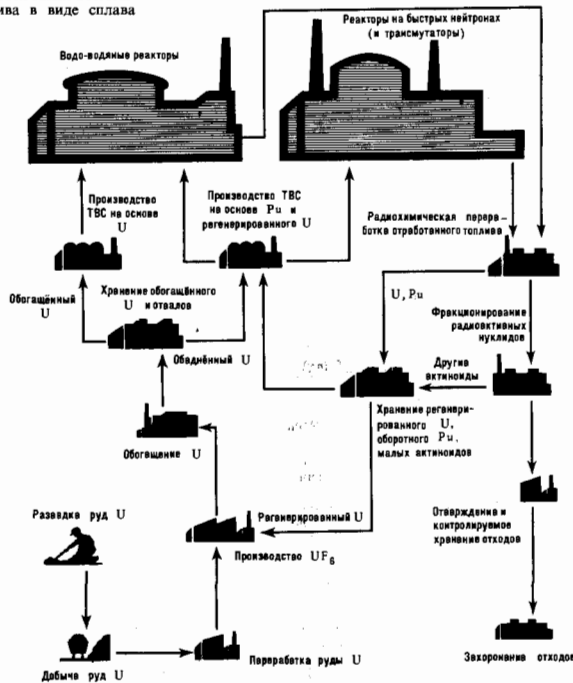
Существенное влияние на ресурс работы топлива и ТВЭЛлов оказывают неравномерность энерговыделения в активной зоне, определяющаяся искажением нейтронных полей, високим регулирующими стержнями (переходные мощностные режимы) и утечкой нейтронов из объёма активной зоны реактора, а также «выгорание» Я. г., соответствующее массовому накоплению осколков в топливе. «Выгорание» Я. г. достигает 2—6% по массе в реакторах на тепловых нейтронах и более 10% — в реакторах на быстрых нейтронах. Оно приводит к существенному изменению свойств топлива: возникает зашлаковывание высококопглощающими нейтронами нуклидами, несущее нестационарный характер, изменяется кристаллич. структура топлива, снижается темп-ра плавления, изменяются теплофиз. и прочностные характеристики и т. д. Накопление и выход из топлива хим. активных легколетучих элементов приводит к деградации свойств материалов ТВЭЛлов. В металлич. топливных композициях накапливающиеся осколки входят в кристаллич. решётку по типу замещения или внедрения с последующим выделением избыточных фаз. При делении ядер элементов, связанных в хим. соединения, оскобки выделяются соответственно O₂, C, N₂, ³/₄ из к-рых, соединяясь с осколочными элементами,

могут переходить в твёрдый раствор топливной матрицы с последующим выделением избыточных фаз. Особую роль играют газовые осколочные элементы — ксенон и криптон, создающие по мере накопления значит. избыточное давление в порах топливного материала и под оболочкой ТВЭЛла. В результате этих процессов происходит общее «распухание» топливного материала примерно от 0,4 до 2,5% на 1% выгоревших актиноидов в зависимости от условий облучения и типа топливной композиции.

Неравномерность энерговыделения, нестационар. мощностные режимы, формоизменение и деградация свойств топливных материалов — осн. явления, определяющие допустимый уровень напряжений в оболочках и ресурсе работы топлива и ТВЭЛлов. Дисперсионные металлокерамич. и керметные топливные композиции позволяют повысить ресурс «работоспособности» ТВЭЛлов.

Замкнутый ядерный топливный цикл. К числу осн. предпийтий ядерного топливного цикла помимо специализир. транспорта относятся рудники и рудоперерабатывающие заводы, произ-ва разделения изотопов урана, произ-ва ТВЭЛлов и тепловыделяющих сборок (ТВС) из природного и оборотного горючего, ядерные энергетич. реакторные установки, радиохим. заводы по переработке отработавших ТВЭЛлов и топлива и фракционированию радиоизотопов в отходах радиохим. произ-ва, установки отверждения отходов временного контролируемого хранения, могильники (рис. 3).

Рис. 3. Урановый и уран-плутониевый замкнутые ядерные топливные циклы.



Отрабатанное ядерное топливо после извлечения из реактора обладает наведенной активностью в исск. млн. Ки на тону, обусловленной содержанием 3—10% и более осколочных элементов, в осн. короткоживущих. При хранении в течение 2—4 месяцев его активность падает на два-три порядка, затем спад замедляется. Осн. масса долгоживущих радионуклидов распадается до уровня естественного фона за 300—400 лет, после чего может быть захоронена. Относительно небольшая доля радионуклидов ($\sim 1\%$) — малые актиноиды и не-к-ре осколки, напр., ^{99}Tc , ^{129}I , ^{159}Gd с периодами полураспада от десятков до сотен тысяч лет и более — длительно сохраняют высокую радиоактивность и не могут быть захоронены в геол. формации Земли. Такие радионуклиды подлежат извлечению при фракционировании отходов и превращению (трансмутации) в делющиеся или короткоживущие изотопы путём облучения в спец. ядерных реакторах. Использование реакторов на быстрых нейтронах позволяет достаточно полно «выжигать» все актиноиды, а также уничтожать актиноиды, накапливающиеся в реакторах на тепловых нейтронах, вследствие эфф. превращения их в делющиеся нуклиды.

Регенерируемый в замкнутом топливном цикле уран при многократном излучении накапливает в заметных кол-вах изотопы ^{234}U , ^{236}U (балласт), снижающие ядерные характеристики топлива, и ^{232}U , ухудшающий его радиац. свойства. Восстановление эксплуатац. характеристик регенерируемого урана возможно путём разделения изотопов с последующей трансмутацией балластных.

Лит.: Уолтер А., Рейнольдс А., Реакторы-размножители на быстрых нейтронах, пер. с англ., М., 1986; Физические величины. Справочник, под ред. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихова, М., 1991; Разработка, производство и эксплуатация ТВЭЛов энергетических реакторов, под ред. Ф. Г. Решетникова, М., 1995. *И. С. Голышев.*

ЯДЕРНОЕ ТОПЛИВО — см. в ст. *Ядерное горючее*.

ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ — упрощённые подходы к описанию строения атомных ядер, позволяющие простым образом рассчитывать разл. ядерные характеристики. Как правило, Я. м. основаны на упрощениях, допускающих простое матем. описание. Положенная в основу модели картина всегда отражает лишь отд. черты ядер, а сама модель призвана описывать лишь определ. ядерные свойства. Отд. класс образуют т. н. микроскопич. модели, основанные на матем. приближениях, упрощающих решение ур-ний микроскопич. теории ядра. Особый интерес представляют *точно решаемые модели*, к-рые используются для исследования точности разл. приближённых методов.

Нач. период развития ядерной физики связан с формированием и развитием капельной и оболочечной моделей ядра. Эти Я. м. возникли почти одновременно в 30-х гг. 20 в. Они основаны на разл. представлениях и призваны описывать противоположные свойства ядер. В капельной модели ядро рассматривается как непрерывная среда, состоящая из нейтронной и протонной жидкостей и описываемая ур-ниями классич. гидродинамики (отсюда др. назв. — гидродинамич. модель). Плотн. ядерной жидкости почти постоянна внутри объёма капли и резко падает на поверхностном слое, толщина к-рого значительно меньше радиуса капли. Осн. параметры: равновесная плотность безграничной ядерной жидкости $\rho_0 (\approx 0,16 \text{ частиц/Фм}^3)$, энергия связи на 1 нуклон $\epsilon_0 (\approx 16 \text{ МэВ})$ и коэф. поверхностного натяжения $\sigma (\approx 1 \text{ МэВ/Фм}^2)$; иногда вводят σ_1 и σ_2 для нейтронов и протонов в отдельности. Для учёта зависимости энергии связи ядра от величины нейтронного избытка ($N-Z$; N и Z — соответственно числа нейтронов и протонов в ядре) вводится изовекторный коэф. сжимаемости ядерной материи $\beta (\approx 30 \text{ МэВ})$; для учёта конечной сжимаемости ядерного вещества — изоскалярный коэф. сжимаемости (модуль сжатия) $K (\approx 200 \text{ МэВ})$.

Капельная модель ядра описывает осн. макроскопич. свойства ядер: свойство насыщения, т. е. пропорциональность энергии связи тяжёлых ядер массовому числу $A = N + Z$; зависимость радиуса ядра R от A : $R = r_0 A^{1/3}$, где r_0 — практически постоянный коэф. ($\approx 1,06 \text{ Фм}$) за ис-

ключением самых лёгких ядер. Она приводит к *Вайцекера формуле*, к-рая в среднем хорошо описывает энергии связи ядер. Капельная модель хорошо описывает деление ядер. В сочетании с т. н. оболочечной поправкой (см. ниже) она до сих пор служит осн. инструментом исследования этого процесса.

Оболочечная модель ядра основана на представлении о ядре как о системе нуклонов, независимо движущихся в ср. поле ядра, создаваемом силовым воздействием остальных нуклонов. Эта Я. м. возникла по аналогии с атомной моделью оболочек и первоначально была призвана объяснить обнаруженные экспериментально отклонения от ф-лы Вайцекера и существование *магических ядер*, для к-рых N и Z соответствуют наиб. выраженным максимумам энергии связи. В отличие от капельной модели, к-рая практически сразу возникла в законченном виде, оболочечная модель претерпела длит. период поиска опт. формы потенциала ср. поля $U(r)$, обеспечивающего правильные значения магич. чисел. Решающий шаг был сделан в кон. 40-х гг. М. Гелнерт-Майер (М. Goepfert-Mayer) и Х. Иенсенем (H. Jensen), выяснившим важную роль спин-орбитального слагаемого (U_{sl}) ср. поля. Для центр. части ядра в совр. теорин обычно используют потенциал Саксона — Вуда.

Помимо объяснения природы магич. чисел и правильного воспроизведения их значений оболочечная модель качественно описывает и др. характеристики нечётных ядер: спины осн. состояний, магн. моменты, вероятности β -переходов (см. *Бета-распад ядер*) и магн. γ -переходов (см. *Гамма-излучение*) и т. д. Важное место она занимает при описании свойств *деформированных ядер*, в к-рых ср. поле деформировано (гл. обр. квадрупольно).

В усовершенствованных вариантах оболочечной модели помимо ср. поля вводится т. п. остаточное взаимодействие между нуклонами, к-рое добавляет к основной, одночастичной компоненте волюовой ф-ции ядра более сложные, многочастичные компоненты (конфигурации). Многочастичная оболочечная модель в лёгких ядрах ($A \leq 40$) лучше описывает эксперим. данные. Однако с ростом числа частиц в ядре резко растут вычислит. сложности её применения, поэтому для более тяжёлых ядер используются разл. приближения — упрощения при выборе остаточного взаимодействия и ограничения пространства состояний. Напр., в т. н. приближении случайной фазы пространство состояний «ограничено простейшими возбуждёнными» состояниями типа частица — дырка. Др. пример — модель одного f -уровня с монополюсным остаточным взаимодействием (модель Линкина). Большую роль в развитии ядерной физики сыграла модель квадруполь-квадрупольного взаимодействия. Известна многочастичная оболочечная модель с квадрупольным остаточным взаимодействием и ср. полем гармонич. осциллятора. Её гамилтониан обладает $SU(3)$ -инвариантностью и допускает точное решение методами теории групп.

Важная часть остаточного взаимодействия — сильное притяжение в состоянии нары нуклонов с полным угл. моментом $J=0$ и спином $S=0$, приводящее к *сверхтекучести атомных ядер*. Гипотеза ядерной сверхтекучести была высказана О. Бором (A. Bohr) и Дж. Валатино (J. G. Valatin) (1958) сразу после появления теории *сверхпроводимости*. Почти одновременно была разработана *сверхтекучая модель атомных ядер* и изучены её следствия: появление щели в спектре одночастичных возбуждений ядра, уменьшение моментов инерции деформир. ядер по сравнению их с их значением для «твёрдых» ядер и др.

Одна из самых старых Я. м., сохранивших своё значение, — *нуклонных ассоциаций модель* (кластерная модель). Эта модель возникла во 2-й пол. 30-х гг., когда были систематизированы данные об энергиях связи лёгких ядер и была обнаружена повш. устойчивость т. и. α -частичных ядер, имеющих равное и чётное число нейтронов и протонов. К их числу относятся ^4He , ^{12}C , ^{16}O и т. д. Мн. возбуждённые состояния ядер с большой вероятностью распадаются с испусканием α -частиц. Дж. А. Уилер (J. Wheeler) в 1937 предположил, что « α -частичное» ядро

состоит из α -частичных кластеров (в простейшем варианте — α -частиц). Эффекты α -частичных корреляций проявляются систематически лишь в ядрах с $A \leq 40$. В более тяжелых ядрах имеются лишь отдельные и незначительные проявления этих эффектов. В лёгких ядрах возможно образование и др. кластеров. Так, в нек-рых случаях ядро ^6Li можно рассматривать как 2-частичную систему $\alpha + d$ (хотя большую точность имеет описание этого ядра как системы $\alpha + n + p$).

Большую роль в понимании природы низколежащих возбуждений ядер сыграла коллективная модель ядра [О. Бор, Б. Моттelson (A. Bohr, B. R. Mottelson), 1952], возникшая на основе представлений капельной модели. Согласно последней, ядро имеет чётко определённую, k -рая в сферич. ядре задётся радиусом R . В деформир. ядре поверхность задаётся ф-цией $R(\theta, \varphi)$ в сферич. системе координат. Возбуждения ядер интерпретируются как динамич. деформация поверхности, т. е. ф-ция $R(\theta, \varphi)$ предполагается зависящей от времени t :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{LM} \alpha_{LM}(t) Y_{LM}(\theta, \varphi) \right]. \quad (1)$$

Здесь α_{LM} — коэф. разложения $R(\theta, \varphi)$ в ряд по сферич. гармоникам $Y_{LM}(\theta, \varphi)$ — рассматриваются как динамич. переменные (коллективные координаты). Далее вводятся канонически сопряжённые координатам α_{LM} коллективные импульсы π_{LM} и конструируется коллективный гамилтониан $H_{\text{кол}}(\alpha, \pi)$. В простейшем варианте для $H_{\text{кол}}$ используются адиабатич. и гармонич. приближения:

$$H_{\text{кол}}^{\text{гарм}} = \sum_{LM} \frac{1}{2} (B_{LM} \dot{\alpha}_{LM}^2 + C_{LM} \alpha_{LM}^2). \quad (2)$$

Здесь B_{LM} и C_{LM} — массовый коэф. и жёсткость колебания LM . В этом приближении все колебания независимы. В сферич. ядре, в силу симметрии, параметры $B_{LM} = B_L$ и $C_{LM} = C_L$. Частоты и вероятности L -го колебания даются ф-лами: $\omega_L = \sqrt{C_L/B_L}$; $B(E, L) = \frac{2L+1}{20 B_L} \left(\frac{3Z}{4\pi} R^{L-1} \right)^2$. Для деформир. ядра возникает зависимость вероятности колебания от направления. Так, рассматривают два вида квадрупольных ($L=2$) колебаний: ν -колебания и γ -колебания. В большинстве случаев амплитуда коллективных колебаний не может считаться малой, что приводит к нарушению гармонич. приближения (2), и к тому выражению необходимо добавлять ангармонич. члены ($\sim \alpha^3, \sim \alpha^4$), отвечающие взаимодействию колебаний различных мультипольностей.

В т. н. модели взаимодействующих бозонов гамилтониан содержит ряд параметров (до 8), k -рые в каждом ядре выбирают отдельно. При этом удаётся количественно описать всю ниж. часть спектра ядер (до 2—3 МэВ) и вероятности квадрупольных переходов между этими состояниями. В разл. предельных случаях эта теория описывает как сферич. ядра с типично вибр. спектром, так и деформир. ядра с вращ. спектром (см. *Вращательное движение ядра*), а также (самые трудные для теории) ядра переходных областей.

Почти одновременно с коллективной моделью Бором и Моттelsonом была сформулирована *обобщённая модель ядра*, в k -рой объединяются черты капельной и оболочечной моделей и рассматривается взаимодействие коллективных и одночастичных степеней свободы. Для описания более высоких возбуждений (выше энергии отделения нуклона), для k -рых характерны большая густота уровней и сложная структура большинства состояний, используется *статистическая модель ядра*. Она оперирует обычными понятиями статистич. физики: темп-рой, плотностью уровней, энтропией, флуктуациями и т. п. Эти характеристики ядер широко используются при описании ядерных реакций.

Тесно связаны с Я. м. и нек-рые др. теории ядерных реакций. Так, *оптическая модель ядра*, используемая для описания упругого рассеяния нуклонов на ядрах, может рассматриваться как распространение оболочечной моде-

ли на состоянии непрерывного спектра. Фазы рассеяния находятся решением ур-ния Шрёдингера для частицы в комплексном («оптич.») потенциале. Его действительная часть имеет тот же смысл, что и потенциал ср. поля в оболочечной модели, а мнимая часть описывает «поглощение» нуклона ядром, т. е. процессы превращения одночастичного состояния в состоянии более сложной природы. По аналогии с рассеянием нуклонов оптич. модель применяется и для описания упругого рассеяния на ядрах более сложных частиц (дейтроны, ядра ^3H , ^3He , α -частицы). В этом случае точность описания дифференц. сечений рассеяния хуже, чем в случае нуклонов. Оптич. модель и её модификации для описания неупругого рассеяния и простейших ядерных реакций (метод искажённых волн) описывают т. н. *прямые ядерные реакции*, происходящие с характерными ядерными временами $\sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с. Противоположный случай описывается моделью *стойкого ядра*, k -рая тесно связана со статистич. моделью.

Многие Я. м. находят своё обоснование и уточнение в микроскопич. теории ядра. Так, оболочечная модель выступает как упрощённый вариант квазичастичного подхода в теории конечных ферми-систем. Самосогласованные подходы в теории ядра (*Хартри—Фока метод* с эфф. силами и самосогласованная теория конечных ферми-систем) воспроизводит мн. результаты модели жидкой капли и коллективной модели ядра. Модель нуклонных ассоциаций может рассматриваться как вариант вариационного метода в теории ядра. Тем не менее нек-рые Я. м. не утратили своего значения, т. к. более строгие подходы часто встречаются с большими, иногда непреодолимыми вычислит. трудностями.

Лит.: Бор, Моттelson Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Вильдермут К., Тав Я., Единая теория ядра, пер. с англ., М., 1980; Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных ядер, К., 1988. Э. Э. Савицкий.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — процессы, идущие при столкновении ядер или элементарных частиц с др. ядрами, в результате k -рых изменяются квантовое состояние и нуклонный состав исходного ядра, а также появляются новые частицы среди продуктов реакции. Я. р. позволяют исследовать механизм взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Это осн. метод изучения структуры ядра (см. *Ядро атома*), получения новых изотопов и элементов. Для осуществления Я. р. необходимо сближение частиц (нуклона и ядра, двух ядер и т. д.) до расстояния $\sim 10^{-13}$ см, или до ~ 1 ферми (радиус сильного взаимодействия), между частицей и поверхностью ядра или между поверхностями ядер. При больших расстояниях взаимодействие заряд. частиц чисто кулоновское. В Я. р. выполняются законы сохранения энергии, импульса, угл. момента, электрич. и барионного зарядов (см. *Барионное число*). Я. р. обозначаются символом $a(b, c) d$, где a — исходное ядро-мишень, b — налетающая частица, c — новая вылетающая частица, d — результирующее ядро.

Я. р. идут как с выделением, так и с поглощением энергии. Энергия, выделяемая или поглощаемая в реакции, равна разности *масс* (в энергетич. единицах) частиц до и после реакции. Величина поглощаемой энергии определяет мин. кинетич. энергию столкновения — т. н. порог реакции, при k -рой данная Я. р. может протекать. Величина порога Я. р. зависит от характеристик частиц, участвующих во взаимодействии (в первую очередь от зарядов и орбитальных моментов). На нач. этапе Я. р. сталкивающиеся частицы находятся в иск-ром квантовом состоянии, определяющем входной канал Я. р. Входной канал задаётся состоянием и квантовым состоянием продуктов реакции.

Осн. источник бомбардирующих заряд. частиц — *ускорители заряженных частиц*, дающие пучки протонов, лёгких ядер (d , ^3He и т. п.) и тяжелых ионов (вплоть до ядер U). Др. источник частиц, как заряженных, так и нейтральных, — Я. р. в мшине, вызываемые первичными пучками. Этим методом получают вторичные пучки γ -квантов, нейтронов, *пи-мезонов*, *K-мезонов*, *антипротонов* и др. Кроме

того, медленные нейтроны и γ -кванты получают, используя ядерные реакторы.

Сечение Я. р. Для фиксир. налетающих частиц и ядер мишени возможно неск. типов Я. р. Вероятность протекания той или иной из них зависит от характеристик сталкивающихся частиц (в первую очередь от их кинетич. энергии) и связана с сечением реакции — величиной эфф. площади, характеризующей ядро как мишень для налетающей частицы и являющейся мерой вероятности того, что частица и ядро вступят во взаимодействие. Если в Я. р. участвуют частицы с ненулевыми спинами, то сечение зависит от ориентации спинов. Поэтому если налетающие частицы или частицы мишени поляризованы (см. *Ориентированные ядра*), т. е. их спины ориентированы не хаотично, а частично упорядочены, то сечение будет зависеть от ориентации спинов. Количественно ориентация спинов частиц пучка описывается вектором поляризации (см. *Поляризованные эффекты*). В экспериментах не всегда можно непосредственно измерять сеченные реакции. Непосредственно измеримой величиной является т. н. выход реакции — число зарегистрир. вторичных частиц — продуктов Я. р.

Механизмы Я. р. Характер взаимодействия налетающей частицы с ядром зависит от ее кинетич. энергии, массы, заряда и др. характеристик. Он определяется тем степенью свободы ядра (ядер), к-рые возбуждаются в ходе столкновения. Различные между Я. р. включают и их разл. длительность. Если налетающая частица лишь касается ядрамишени, а длительность столкновения приблизительно равна времени, необходимому для прохождения налетающей частицей расстояния, равного радиусу ядра-мишени (т. е. составляет $\sim 10^{-22}$ с), то такие Я. р. относят к классу прямых Я. р. Общим для всех *прямых ядерных реакций* является селективное возбуждение небольшого числа определ. состояний (степеней свободы). В прямом процессе после 1-го столкновения налетающая частица имеет достаточную энергию, чтобы преодолеть ядерные силы притяжения, в область действия к-рых она попала. Примерами прямого взаимодействия являются *неупругое рассеяние нейтронов* (п, n'), реакции обмена зарядом, напр. (p, p). Сюда же относят процессы, когда налетающий нуклон и один из нуклонов ядра связываются, образуя дейтрон, к-рый вылетает, унося почти всю имеющуюся энергию [т. н. реакция *подхвата* (p, d)], или когда ядру передается нуклон из налетающей частицы [реакция *срыва* в, напр. (d, p)]. Продукты прямых Я. р. летят преим. вперед.

Вклад прямых процессов в полное сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью относительно мал. Угл. распределения продуктов прямых Я. р. (зависимость вероятности вылета от угла, отсчитаного от направления пучка) позволяют определить квантовые числа селективно заселяемых состояний в каждой конкретной Я. р., а величина сечения при заданной энергии — структуру этих состояний.

Если падающая частица (напр., нуклон) не покидает область взаимодействия (ядро-мишень) после первого столкновения, то она вовлекается в каскад последоват. столкновений, в результате к-рых ее нач. кинетич. энергия постепенно распределяется среди нуклонов ядра и возбужденными оказываются мя. степени свободы, а состояние ядра постепенно усложняется. В ходе этого процесса на отд. нуклоне или группе нуклонов (кластере) может сконцентрироваться энергия, достаточная для их эмиссии из ядра. Такая эмиссия происходит до установления равновесия в ядре и поэтому из. предравновесии я. Угол испускания еще может оставаться сильно скоррелированным с направлением падающего на мишень пучка.

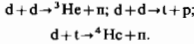
В процессе дальнейшей релаксации наступает статистич. равновесие и образуется *составное ядро* (компаунд-ядро), время жизни к-рого $\sim 10^{-14}$ — 10^{-18} с. Распад составного ядра не зависит от способа его образования. Тип распада определяется энергией возбуждения, угл. моментом, *чистотой* и *изотопическим спином* ядра. Энергетич. спектр частиц, испускаемых в процессе девозбуждения составного ядра, характеризуется максвелловской формой

и симметрично распределению «вперед—назад» относительно пучка (в системе центра инерции). В случае распада средних и тяжелых составных ядер вероятность испускания нейтронов значительно превышает вероятность эмиссии заряд. частиц, вылету к-рых препятствует кулоновский барьер ядра. В тяжелых ядрах с испусканием нейтронов конкурируют процессы *деления ядер* и *альфа-распада*.

Реакция под действием нейтронов наиб. вероятны в области низких энергий налетающих нейтронов. Отсутствие у нейтрона электрич. заряда позволяет ему беспрепятственно проникать в ядро при сколь угодно малых энергиях и вызывать Я. р. При этом сечение реакций изменяются от Мб до мб (1 барн = 10^{-28} м²). В случае медленных нейтронов осн. процессом для большинства ядер является *радиационный захват* нейтрона (п, γ) с образованием составного ядра. Сечение процесса имеет резонансный характер. С увеличением энергии нейтрона вероятность его радиац. захвата падает, а сечение упругого рассеяния увеличивается (см. *Нейтронная физика*). В реакциях последоват. радиац. захвата нейтронов (напр., в реакторах) образуются *трансуриновые элементы*. При последующем росте энергии нейтрона становятся возможными процессы неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением низколежачих состояний ядрамишени малой энергии, а также реакции деления ядер (п, f) и реакции с вылетом заряд. частиц (п, p) и (п, α). Дальнейшее увеличение энергии нейтрона приводит к реакции типа (п, 2n), (п, пр). Для медленных нейтронов важны их волновые свойства. Если энергия нейтрона $\approx 0,025$ эВ, то длина волны де Бройля $\sim 10^{-8}$ см и соизмерима с межатомными расстояниями в твердом теле. В этих условиях может наблюдаться *дифракция нейтронов*, к-рая используется для изучения строения твердых тел (см. *Нейтроннография*).

Реакции под действием заряженных частиц (p, d, t, α , ...). Осн. процессами здесь также являются упругое и неупругое рассеяния, радиац. захват, реакции (p, n), (p, α), (p, f) и др. Отличия от Я. р., вызванных нейтронами, связаны с зарядом частиц. Вероятность Я. р. (сечение) заметно отличается от 0, начиная с энергии, при к-рой проникновение кулоновского барьера достаточно велика. С увеличением заряда растёт высота *кулоновского барьера ядра*. В упругом рассеянии существ. вклад в сечение даёт кулоновское взаимодействие.

На характер реакций с участием *дейтрона* большое влияние оказывают его структурные особенности — малая энергия связи ($\sim 2,23$ МэВ), относительно большой (по сравнению с близкими по массовому числу А ядрами) радиус ($4 \cdot 10^{-13}$ см). Дейтрон в Я. р. легко расщепляется, и с ядром-мишенью взаимодействует только один из его нуклонов. Доминирующий механизм реакции — прямой. Однако во мн. случаях дейтрон ведёт себя аналогично др. заряд. частицам и с большой вероятностью испытывает упругое и неупругое рассеяния, вызывает реакции (d, t), (d, α) и др. В основе *управляемого термоядерного синтеза* лежат реакции



Кроме упругого и неупругого рассеяний важный тип Я. р. представляют квазиупругие процессы (p, p'), (${}^3\text{He}$, t) и др., когда вылетающая частица по своим характеристикам (в т. ч. и энергии) мало отличается от падающей. Если налетающая и вылетающая частицы обмениваются зарядом, то в квазиупругих реакциях при энергиях ~ 100 МэВ на нуклон наблюдаются т. н. *зарядово-обменные резонансы*. Исследования этих процессов дают информацию о взаимодействии нуклонов в ядрах и свойствах ядерных мезонных полей (см. *Мезоны*). При теоретич. описании квазиупругих процессов часто используют понятия оптики. В этом случае рассеяние частицы на ядре, состоящее из мн. нуклонов, трактуют как прохождение падающей волны через среду, оптич. свойства к-рой определяются потенциалом, параметры к-рого подбираются из условия соответствия расчётных и эксперим. данных. Аналогичные оптич. явления, как дифракция, также обнару-

живаются в рассеянии лёгких ядер ($2 < Z < 12$) на ядрах (см. *Оптическая модель ядра*).

Реакции под действием электронов и мюонов. Взаимодействие электронов и мюонов с ядрами носит электромагнитный характер (см. *Электромагнитное взаимодействие*). Это позволяет использовать мюоны для выявления распределения заряда в ядрах, получения информации об угл. моментах, вероятностях разл. переходов, спиновых возмущениях. Электроны могут испытывать упругое и неупругое рассеяния на ядрах. Если энергия электронов достаточна, то идут процессы выбивания протонов из ядра (с, р). Взаимодействие мюонов с ядрами происходит через захват мюона с орбиты мюонного атома. Захвату предшествуют торможение мюона в веществе и захват на далекую мюонную орбиту. При этом образуется **мюонный атом**.

Реакция под действием пионов (π^+), каонов (K^+) и антипротонов (\bar{p}). При взаимодействии этих частиц с кулоновским полем ядра атома происходит их захват и образование т. п. экзотических атомов (см. *Адронные атомы*), а затем поглощение ядром. Изучение рентг. спектров адронных атомов позволяет получить сведения как о распределении плотности заряда в ядре, так и о свойствах самих отрицательно заряженных частиц, заменивших электрон в атоме.

Реакция под действием γ -квантов. Осп. источник γ -квантов — *тормозное излучение*, имеющее непрерывный спектр. При энергиях γ -квантов ~ 10 МэВ энергетич. зависимость сечения их поглощения ядром характеризуется широким максимумом (см. *Гигаэвские резонансы*). При больших энергиях идут процессы выбивания нуклонов из ядра, напр. (γ, n), фрагментация нуклонов в ядре и фоторождение пионов (γ, π). В делющихся ядрах с большой вероятностью идет реакция фотоделения (γ, f). В области энергий γ -квантов, больших неск. десятков МэВ, фотоделение ядер становится возможным практически для всех элементов. Фотоделение ядер в области промежуточных энергий (~ 100 МэВ) практически всегда сопровождается вылетом достаточно большого числа нейтронов и лёгких ядерных фрагментов.

Реакции с тяжёлыми ионами. В случае тяжёлых ионов во взаимодействии вовлекаются большие массы, во входном канале реализуются очень большие угл. моменты, а длина волны де Бройля λ мала по сравнению с характерными размерами области взаимодействия ядер. Напр., в реакции $U+U$ при энергии падающего иона ~ 7 МэВ на нуклон орбитальный угловой момент достигает $600 \hbar$, а $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-13}$ см. Малость λ означает, что с хорошей точностью можно говорить о движении взаимодействующих ядер по траектории. Ядра при этом обмениваются нуклонами, энергией, изменяют форму, что, в свою очередь, влияет на их движение по траектории. Представление о движении по траектории удобно использовать для классификации Я. р. с тяжёлыми ионами.

В зависимости от величины прицельного параметра b (расстояния, на к-ром частица прошла бы мимо центра ядра-мишени, если бы взаимодействие отсутствовало) осуществляются Я. р. разного типа. При больших значениях прицельного параметра сталкивающиеся ядра A_1, A_2 оказываются вне области действия ядерных сил — взаимодействие чисто кулоновское: либо упругое рассеяние, либо *кулоновское возмущение ядра*. При касательных столкновениях ядер A_1, A_2 ($b \approx b'$) идут только прямые реакции (рис. а). При ещё меньших значениях b ($b_{gr} \leq b \leq b'$) наблюдаются глубоко неупругие столкновения (рис. б). Для их характерны большая величина потери кинетич. энергии, к-рая переходит во внутр. энерг. возбуждения ядер, большие ширины массовых и зарядовых распределений. Кинетич. энергия ядер в выходном канале приблизительно равна их энергии кулоновского отталкивания. Максимумы проницеграированных по энергии и углу зарядовых распределений продуктов реакции располагаются около значений зарядов сталкивающихся ядер. Различным парциальным волнам, к-рые дают вклад в глубоко неупругие столкновения, отвечают разные времена взаимодействия и вследствие этого разные

углы отклонения падающего ядра. Поэтому исследование корреляций характеристик реакций с угл. распределениями даёт информацию о развитии процесса во времени. При глубоко неупругих столкновениях формируется двойная ядерная система, к-рая живёт приблизительно 10^{-20} с, а затем распадается на 2 фрагмента: A_1, A_2 , не достигая состояния статистич. равновесия.

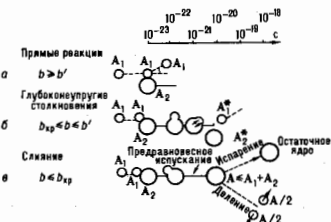


Рис. Классификация реакций с тяжёлыми ионами по значению прицельного параметра b и времени протекания реакции.

При значениях $b \leq b_{gr}$ ядра сближаются настолько, что становятся возможными процессы слияния ядер (рис. в). Образовавшееся при слиянии составное ядро эволюционирует в направлении статистич. равновесия. Процесс, как правило, заканчивается или испарением лёгких частиц и образованием остаточного ядра, или делением на 2 осколка $A/2$. Реакции слияния перспективны в связи с возможностью синтеза в этом процессе сверхтяжёлых элементов (см. *Трансурановые элементы*). Доля столкновений, ведущих к образованию составного ядра, зависит от произведения зарядов сталкивающихся ядер Z_1, Z_2 . Если $Z_1, Z_2 > 2000$, то эта доля становится малой.

При анализе Я. р. с тяжёлыми ядрами принято выделять реакции к в а д е л е н и я. Они заполняют переходную область между глубоконеупругими столкновениями и реакциями слияния. Из продуктов квазиделения характерны полная релаксация кинетич. энергии и типичные для деления угл. распределения. Однако в отличие от реакций слияния, к-рые проходят стадию составного ядра, форма системы не успевает стать равновесной до момента развала на 2 фрагмента.

Лит.: Вайскоф В., *Статистическая теория ядерных реакций*, пер. с англ., М., 1952; Лей А., Томас Р., *Теория ядерных реакций при низких энергиях*, пер. с англ., М., 1960; Ситенко А. Г., *Теория ядерных реакций*, М., 1983; Валазт Л. Л., *Субатомная физика: ядра и частицы*, пер. с франц., т. 2, М., 1986; см. также *лит.* при ст. *Прямые ядерные реакции*.
Р. В. Давос, С. П. Иванова.

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ — силы взаимодействия между нуклонами; обеспечивают большую величину энергии связи ядер по сравнению с др. системами. Я. с. являются наиб. важными и распространёнными примером *силыного взаимодействия* (СВ). Когда-то эти понятия были синонимами и сам термин «*сильное взаимодействие*» был введён для подчёркивания огромной величины Я. с. по сравнению с др. известными в природе силами: эл.-магн., слабыми, гравитационными. После открытия л-, р-и др. мезонов, гиперонов и др. *адронов* термин «*сильное взаимодействие*» стали применять в более широком смысле — как взаимодействие адронов. В 1970-х гг. *квантовая хромодинамика* (КХД) утвердилась как общепризнанная микроскопич. теория СВ. Согласно этой теории, адроны являются составными частицами, состоящими из *кварков* и *глюонов*, а под СВ стали понимать взаимодействие этих фундам. частиц.

С др. стороны, Я. с. как силы взаимодействия между нуклонами включают не только СВ, но и эл.-магн., слабое и гравитц. взаимодействия нуклонов. С точки зрения совр. теории, эл.-магн. и слабое взаимодействия являются

проявлениями одного, бросает фундаментальную, электро-слабую взаимодействие. Однако при тех пропорционально-временных масштабах ($\sim 10^{-13}$ см, $\sim 10^{-23}$ с), с к-рыми обычно имеют дело в атомных ядрах, единая природа эл.-магн. и слабых сил практически не проявляется и их можно рассматривать как независимые. Эти взаимодействия, будучи гораздо слабее СВ, в большинстве ядерных процессов малосущественны, но возможны ситуации, когда их роль становится определяющей. Так, эл.-магн. взаимодействие (наиб. существ. часть к-рого — кулоновское отталкивание между протонами), в отличие от СВ, является дальнейдействующим. Поэтому обусловленным им положит. кулоновская энергия ядра растёт с увеличением числа частиц A в ядре быстрее, чем отрицат. часть ядерной энергии, обусловленная СВ. В результате тяжёлые ядра становятся при больших A нестабильными — сначала по отношению к делению (см. Деление ядер), а затем и абсолютно нестабильными. Со слабым взаимодействием нуклонов связано такое явление, как несохранение чётности в нуклон-нуклонном рассеянии и в др. ядерных явлениях (см. Несокращение чётности в ядрах). Гравитат. силы, действующие между нуклонами, пренебрежимо малы во всех ядерных явлениях и существенны только в астрофиз. условиях (см. Нейтронные звёзды).

Основой Я. с. является сильное взаимодействие нуклонов. Сильное взаимодействие нуклонов в ядрах отличается от взаимодействия свободных нуклонов, однако последнее является фундаментом, на к-ром строится вся ядерная физика и теория Я. с. Это взаимодействие обладает *изотопической инвариантностью*. Суть её в том, что взаимодействие между 2 нейтронами, 2 протонами или между протоном и нейтроном в одинаковых квантовых состояниях одинаково. Поэтому можно говорить о взаимодействиях между нуклонами, не уточняя, о каких нуклонах идёт речь (см. также *Изотопическая инвариантность ядерных сил*). Я. с. являются короткодействующими (радиус их действия $\sim 10^{-13}$ см) и обладают свойством насыщения, к-рое заключается в том, что с увеличением числа нуклонов в ядре уд. энергия связи нуклонов остаётся примерно постоянной (рис. 1). Это приводит к возможности существования *ядерной материи*.

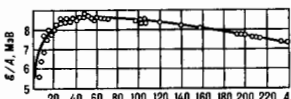


Рис. 1.

Поскольку нуклоны в ядре движутся, как правило, со сравнительно небольшими скоростями (в 3—4 раза меньше скорости света), то для построения модели СВ нуклонов в ядрах можно пользоваться нерелятивистской теорией и приближённо пользоваться его потенциалом, к-рый является ф-цией расстояния r между нуклонами. В отличие от кулоновского и гравитат. потенциалов, обратно пропорциональных расстоянию, потенциал Я. с. зависит от r гораздо сложнее. Кроме того, потенциал Я. с. зависит от спинов нуклонов и орбитального момента L относительного движения нуклонов.

Нерелятивистский потенциал Я. с. содержит неск. компонентов: центральный V_C , тензорный V_T , спин-орбитальный V_{LS} и квадратичный спин-орбитальный потенциал V_{LL} . Наиб. важный из них — центральный — является комбинацией сильного отталкивания на малых расстояниях (т. н. отталкивательный кор) и притяжения — на больших (см. рис. к ст. *Ядерная материя*). Существуют модели СВ нуклонов с бесконечным («жестким») кором (напр., феноменолог. потенциал Хамиды — Джонстона), а также более реалистич. модели с конечным («мягким») кором (напр., потенциал Рейда, рис. 2). С кон. 1950-х гг. было предпринято множество попыток построения потенциала

Я. с. на основе полевой теории мезон-нуклонного взаимодействия. Очевидные трудности такой теории связаны с большой силой взаимодействия и неприменимостью теории возмущений и основанных на ней методов. Весьма нулевыми полупеноменологич. потенциал («диобозонного обмена»), основанный на представлениях мезон-нуклонной полевой теории, но использующий простейшую модель одно-мезонного обмена. При этом оказалось, что для описания притяжения на промежуточных расстояниях необходимо помимо известных мезонов π , ρ , ω , ... вводить также обмен исушествующим σ -мезоном, к-рый интерпретируют как эфф. учёт обмена двумя π -мезонами. Константы мезон-нуклонного взаимодействия рассматривались как феноменологич. параметры, к-рые подбирались так, чтобы потенциал описывал эксперим. фазы нуклон-нуклонного рассеяния. За короткодействующее отталкивание оказались ответственными ω - и ρ -мезоны, а за дальнейдействующее притяжение — π -мезон. Член одно-пionoного обмена вносит вклад в центральный и тензорный потенциалы:

$$V_C^{\pi} = \frac{1}{3} \frac{f_{\pi NN}^2}{\hbar c} m_{\pi} c^2 \frac{\exp(-r/\lambda)}{r/\lambda} (\sigma_1 \sigma_2), \quad (1)$$

$$V_T^{\pi} = \frac{1}{3} \frac{f_{\pi NN}^2}{\hbar c} m_{\pi} c^2 \left(1 + \frac{3}{r/\lambda} + \frac{3}{(r/\lambda)^2} \right) \frac{\exp(-r/\lambda)}{r/\lambda} (\sigma_1 r)(\sigma_2 r), \quad (2)$$

где $f_{\pi NN}$ — константа пион-нуклонного взаимодействия, m_{π} — масса пиона, $\lambda = \hbar c / m_{\pi} c^2 = 1.4$ Фм — комптоновская длина волны пиона, а σ_1 , σ_2 — спиновые Паули матрицы. Как видно из выражений (1), (2), потенциал однопионного обмена экспоненциально падает на расстояния порядка комптоновской длины пиона. Др. члены потенциала одно-бозонного обмена имеют такого же типа экспоненц. факторы, но с комптоновскими длинами соответствующих бозонов, к-рые в неск. раз меньше пионной. Это объясняет, почему члены, отвечающие обмену тяжёлыми мезонами, воспринимаются как полупеноменологические. В то же время вид потенциала Я. с. на больших расстояниях, без сомнения, описывается выражениями (1), (2). Такой асимптотич. вид имеют и все без исключения феноменологич. потенциалы. В настоящее время наиб. точными считаются т. н. нарижский и боннский потенциалы, к-рые сочетают черты феноменологич. потенциалов с мягким кором и потенциала однобозонного обмена.

Совр. представления о природе СВ, основанные на КХД, поставили задачу расчёта потенциала СВ нуклонов в рамках КХД, но она пока не решена, поскольку не решена и более простая задача о построении теории одного нуклона. Существует неск. кварковых моделей адронов, из к-рых наиб. известна модель мезонов в разл. вариантах. Она позволяет качественно понять природу отталкивательного кора, оценить его радиус и высоту, но не позволяет рассчитать вид потенциала на больших расстояниях. Под большим вопросом, с точки зрения КХД, оказывается статус мезонов (за исключением π -мезона) в формировании потенциала СВ нуклонов: обмен тяжёлыми мезонами между нуклонами происходит на столь малых расстояниях, что их кварк-глюонная природа становится существенной. Особое место в КХД-теории СВ принадлежит π -мезону. Согласно совр. представлениям, он интерпретируется как коллективное возбуждение вакуума, состоящее из большого числа кварк-антикварковых пар (*голдстоуновский бозон*, связанный со спонтанным наруше-

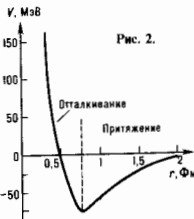


Рис. 2.

нием в КХД киральной симметрии). Поэтому в большинстве совр. моделей все остальные адроны считаются состоящими из небольшого числа кварков (антикварков, глюонов), а π -мезон вводят дополнительно как независимую частицу. С такой точки зрения нонятен статус потенциалов (1), (2) как описывающих «хвост» нотсциала взаимодействия нуклонов.

Поскольку ср. расстояние между нуклонами в ядре ($\approx 1,8$ Фм) не сильно превышает радиус действия Я.с. то в ядрах существуют многочастичные (прежде всего, 3-частичные) силы, возникающие из-за обмена кварками и глюонами между неск. нуклонами практически одновременно. В терминах адронов это отвечает таким процессам обмена мезонами между, напр., тремя нуклонами, к-рые нельзя свести к совокупности последовательных парных обменов. Гл. роль в формировании 3-частичных сил играет обмен π -мезонами, причём существ. вклад вносят и процессы виртуального возбуждения Δ -изобары — первого возбуждённого состояния нуклона. Т.е., пионы и Δ -изобары являются основными ненуклонными степенями свободы, к-рые важны в ядерных процессах. Многочастичные силы в ядрах сравнительно невелики: их вклад в энергию связи не превышает 10—15%. Однако существуют явления, где они играют осн. роль.

Пл. часть эл.-магн. взаимодействия нуклонов составляет кулоновское отталкивание между протонами. На больших расстояниях оно определяется только зарядами протонов. СВ приводит к тому, что эл. заряд протона не является точечным, а распределён на расстояниях ≤ 1 Фм (среднеквадратичный радиус протона равен $\approx 0,8$ Фм, см. «Размер» элементарной частицы). Эл. заряд взаимодействия на малых расстояниях зависит от распределения заряда внутри протона. Это распределение совр. теория СВ не может надёжно рассчитать, но оно достаточно хорошо известно из эксперим. данных по рассеянию электронов на протонах. Нейтроны в целом электронейтральны, но из-за СВ распределение заряда внутри нейтрона также существует, что приводит к эл. заряд. взаимодействию между двумя нейтронами и между нейтроном и протоном. Магн. взаимодействие между нейтронами такого же порядка, что и между протонами, из-за большой величины аномального магнитного момента, обусловленного СВ. Менее ясна ситуация со слабым взаимодействием нуклонов. Хотя гамма-тонная слабое взаимодействие известно хорошо, СВ приводит к нерезонанровке соответствующих констант взаимодействия (аналог аномального магн. момента) и возникновению факторов. Как и в случае эл.-магн. взаимодействия, эффекты слабого взаимодействия не могут быть достоверно рассчитаны, но в этом случае они не известны и экспериментально. Имеющиеся данные о величине эффектов несохранения чётности в 2-нуклонной системе позволяют установить интенсивность этого взаимодействия, но не его структуру. Существует неск. альтернативных моделей слабого взаимодействия нуклонов, к-рые одинаково хорошо описывают 2-нуклонные эксперименты, но приводят к разл. следствиям для атомных ядер.

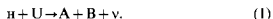
Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Калоджеро Ф., Симоннов Ю. А., Ядерные силы, насыщение и структура ядра, в сб.: Будущее науки, в. 9, М., 1976. Э. Э. Саперштейн.

ЯДЕРНЫЕ ФИЛЬТРЫ — микропористые фильтры, образующиеся при облучении полимерных плёнок ускоренными тяжёлыми ионами с последующим вытравливанием разрушенных участков полимера. Вдоль траектории ионов возникают сквозные каналы правильной формы. Особенности Я.ф. — высокая однородность размеров пор и возможность варьировать их в широких пределах (0,01—10 мкм). Это позволяет использовать Я.ф. для сепарации микрокраски по размерам, их концентрирования, ультра-тонкой очистки жидких и газообразных сред, стерилизации жидкостей и др. Благодаря большому числу пор (10^9 — 10^{10} см $^{-2}$) и малой толщине Я.ф. обладают высокой пропускной способностью для жидкостей и газов (до 100 м 3 /м 2 ·ч и $3 \cdot 10^4$ м 3 /м 2 ·ч). Для изготовления Я.ф.

применяются гл. обр. плёнки из лавсана толщиной 6—12 мкм и др. полимерные материалы, устойчивые к внеш. воздействиям.

Лит.: Флеров Г. Н., Барашенков В. С., Практические применения пучков тяжёлых ионов, «ФНБ», 1974, т. 114, в. 2, с. 351.

ЯДЕРНЫЕ ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ — ядерные реакции, в к-рых частицы, вызывающие их, образуются и как продукты этих реакций. Пока единственная известная Я.ц.р. — реакция деления урана и нек-рых трансураниевых элементов (напр., ^{235}Pu) над делением нейтронов. Впервые она была осуществлена Э. Ферми (Е. Fermi) в 1942. После открытия деления ядер У. Зинн (W. Zinn) и Л. Сильдарт (L. Szilard) (США) и Г. Н. Флеров показал, что при делении ядра U вылетает больше 1 нейтрона:



Здесь А и В — осколки деления с массовыми числами А от 90 до 150, ν — число вторичных нейтронов. Если толще часть f общего числа вторичных нейтронов может быть использована для продолжения реакции деления, то на 1 нейтрон первого поколения, вызвавший деление, придётся $K = \nu f$ нейтронов след. поколения, к-рые вызовут деление (K — коэф. размножения нейтронов). При $K > 1$ число нейтронов будет возрастать со временем t по закону $n = n_0 e^{(K-1)t/\tau}$, где τ — время жизни поколения нейтронов. Если $K-1=0$, то число делений в единицу времени постоянно и может быть осуществлено самоподдерживающаяся Я.ц.р. При достаточном больших значениях (K-1) реакция перестаёт быть регулируемой и может привести к ядерному взрыву.

Рассмотрим Я.ц.р. на природном уране, содержащем практически 2 изотопа: ^{238}U (99,29%) и ^{235}U (0,71%). Ядро ^{238}U делится только под действием быстрых нейтронов с энергией $\delta > 1$ МэВ. Эфф. сечение деления мало ($\sigma_n \approx 0,3$ барна). Напротив, ядро ^{235}U делится под действием нейтронов любых энергий, причём σ_n резко возрастает с уменьшением δ . При делении ядра ^{238}U или ^{235}U под действием быстрого нейтрона вылетает в ср. $\nu = 2,5$ нейтрона с энергией от 0,1 МэВ до 14 МэВ. Это означает, что при отсутствии потерь энергии Я.ц.р. могла бы развиваться в природном уране. Однако потери есть: ядра ^{238}U могут захватывать нейтроны с образованием ядра ^{239}U (см. Радиационный захват). Кроме того, при столкновении нейтронов с ядром происходит также неупругое рассеяние, при к-ром энергия нейтронов становится ниже 1 МэВ и они уже не могут вызвать деление ^{238}U . Большая часть таких нейтронов испытывает радиац. захват или вылетает наружу. В результате Я.ц.р. не может развиваться.

Для возбуждения Я.ц.р. в естеств. уране используется замедление нейтронов при их столкновении с лёгкими ядрами (^2H , ^{12}C и др.). Сечение деления ^{235}U на тепловых нейтронах $\sigma_n^{235} = 582$ барна, сечение радиац. захвата в ^{235}U (с образованием ^{236}U) $\sigma_n^{235} = 100$ барн, а $\sigma_n^{238} = 2,73$ барна. При делении тепловых нейтронов $\nu = 2,44$. Отсюда следует, что число нейтронов η , к-рые могут вызвать деление, приходящиеся на 1 поглощённый тепловой нейтрон предыдущего поколения, равно

$$\eta = \frac{\nu \sigma_n^{235}}{\sigma_n^{235} + \sigma_n^{238} + (\rho^{238}/\rho^{235}) \sigma_n^{238}} = 1,33. \quad (2)$$

Здесь ρ^{238}/ρ^{235} — отношение концентраций ^{238}U и ^{235}U . Соотношение (2) означает возможность развития Я.ц.р. в смеси природного урана с замедлителем.

Однако при делении на тепловых нейтронах рождаются быстрые нейтроны, к-рые, прежде чем замедлиться до тепловой энергии, могут поглотиться. Сечение захвата нейтрона ^{238}U имеет резонансный характер, т.е. достигает очень больших значений в определ. узких интервалах энергии (см. Нейтронная спектроскопия). В однородной (гомогенной) смеси вероятность резонансного поглощения слишком велика, чтобы Я.ц.р. на тепловых нейтронах могла осуществиться. Эту трудность обходит, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решётку. Резонансное поглощение нейтронов

в такой гетерогенной системе резко уменьшается по двум причинам: 1) сечение резонансного поглощения столь велико, что нейтроны, попадая в блок, поглощаются в поверхностном слое, поэтому часть ядер урана не участвует в резонансном поглощении; 2) нейтроны резонансной энергии, образовавшиеся в замедлителе, могут не попасть в уран, а замедляясь при рассеянии на ядрах замедлителя, «уйдут» из опасного интервала энергии. При поглощении теплового нейтрона в блоке рождается в вторичных быстрых нейтронах, каждый из к-рых до выхода из блока вызовет небольшое кол-во делений ядер ^{238}U . В результате число быстрых нейтронов, вылетающих из блока в замедлитель, равно $\epsilon\eta$, где ϵ — коэф. размножения на быстрых нейтронах; если ϕ — вероятность избежать резонансного поглощения, то только $\epsilon\eta\phi$ нейтронов замедлится до тепловой энергии. Часть тепловых нейтронов поглотится в замедлителе. Пусть θ — вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране (коэф. теплового использования нейтронов). В гомогенной системе

$$\theta = \frac{\rho_1 \sigma_u^0}{\rho_1 \sigma_u^0 + \rho_2 \sigma_a^0},$$

в гетерогенной системе

$$\theta = \frac{\rho_1 \sigma_u^0}{\rho_1 \sigma_u^0 \Phi_1 + \rho_2 \sigma_a^0 \Phi_2}.$$

Здесь ρ_1, ρ_2 — концентрации урана и замедлителя, σ_u^0, σ_a^0 — соответствующие сечения поглощения, Φ — потоки нейтронов. В результате на 1 тепловой нейтрон первого поколения, вызывающий деление, приходится $K_{\infty} = \epsilon\eta\theta$ вторичных след. поколений, к-рые могут вызвать деление: K_{∞} — коэф. размножения нейтронов в бесконечной гетерогенной системе. Если $K_{\infty} > 1$, то реакция деления в бесконечной решётке будет нарастать экспоненциально.

В системе, имеющей огранич. размеры, часть нейтронов может покинуть среду. Обозначим долю нейтронов, вылетающих наружу, через $(1 - \beta)$, тогда для продолжения реакции деления остаётся $K_{\infty} \beta = K_{\infty} P$ нейтронов, и если $K_{\infty} \beta > 1$, то число делений растёт экспоненциально и реакция является саморазвивающейся. Т. к. число делений и, следовательно, число вторичных нейтронов в размножающей среде пропорц. её объёму, а их вылет пропорц. поверхности окружающей среды, то Я. ц. р. возможна только в среде достаточно больших размеров. Напр., для шара радиусом R отношение объёма к поверхности равно $R/3$ и, следовательно, чем больше R , тем меньше утечка нейтронов. Если радиус размножающей среды становится достаточно большим, чтобы в системе протекала стационарная Я. ц. р., т. е. $K_{\infty} \beta = 1 = 0$, то такую систему наз. критической (и её радиус — критическим).

Для осуществления Я. ц. р. в природном уране на тепловых нейтронах используют в качестве замедлителя вещества с малым сечением радиац. захвата (графит или тяжёлую воду D_2O). В замедлителе из обыкновенной воды Я. ц. р. на природном уране невозможна из-за большого поглощения нейтронов водородом.

Чтобы интенсивность Я. ц. р. можно было регулировать, время жизни одного поколения нейтронов должно быть достаточно велико. Время жизни τ_0 тепловых нейтронов мало ($\tau_0 \sim 10^{-3}$ с). Однако наряду с нейтронами, вылетающими из ядра практически мгновенно (за время 10^{-16} с), существует небольшая доля и т. з. запаздывающих и нейтронов, вылетающих после β -распада осколков деления со ср. временем жизни $\approx 14,4$ с. Для запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U $\mu \sim 0,7 \cdot 10^{-2}$. Если $K_{\infty} \beta > 1 + \mu$, то время разгона Я. ц. р. T (время, за к-рое число делений увеличивается в e раз) определяется соотношением

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{\infty} \beta - (1 + \mu)}{\tau_0},$$

т. е. запаздывающие нейтроны не участвуют в развитии Я. ц. р. Практически важен др. предельный случай: $K_{\infty} \beta = 1 + \mu$, тогда

$$\frac{1}{T} = \frac{K_{\infty} - 1}{(1 + \mu - K_{\infty})\tau}$$

т. е. мгновенные нейтроны не играют роли в развитии реакции. Т. о., если $K_{\infty} \beta < 1 + \mu$, то Я. ц. р. будет развиваться только при участии запаздывающих нейтронов за время порядка минут и будет хорошо регулируемой (см. *Ядерный реактор*).

Я. ц. р. осуществляется также на уране, обогащённом ^{235}U , и в чистом ^{235}U . В этих случаях она идёт и на быстрых нейтронах. При поглощении нейтронов в ^{238}U образуется ^{239}Pu , а из него после двух β -распадов — ^{239}Pu , к-рый делится под действием тепловых нейтронов с $\nu = 2,9$. При облучении нейтронами ^{232}Th образуется делящийся на тепловых нейтронах ^{233}U (см. *Ядерное горючее*). Кроме того, Я. ц. р. возможна в ^{241}Pu и изотопах Sm и Cf с нечётными массовыми числами.

Лит. см. при ст. *Ядерный реактор*.

П. Э. Немировский.

ЯДЕРНЫЙ ВЗРЫВ — взрыв, вызванный выделением внутренней энергии. Масса ядра меньше суммы масс составляющих его нуклонов на величину ΔM (дефект массы), к-рая соответствует энергии связи $\epsilon_{\text{св}} = \Delta M c^2$ нуклонов в ядре. Уд. энергия связи $\epsilon_{\text{св}}/A$ (A — число нуклонов в ядре) максимальна для ядер ср. группы периодич. системы элементов. Это означает, что *ядерные реакции*, идущие с образованием этих ядер, сопровождаются выделением энергии. Такими реакциями могут быть деление тяжёлых ядер, лежащее в основе Я. в., или синтез лёгких ядер, приводящий к термоядерному взрыву (см. *Ядерные цепные реакции*). Я. в. был осуществлён впервые в США 16 июля 1945. В СССР первый Я. в. был произведён в 1949, термоядерный — в 1953.

Для осуществления Я. в. в результате ядерной цепной реакции деления необходимо, чтобы масса делящегося вещества (^{235}U , ^{239}Pu и др., см. *Ядерное горючее*) превысила т. н. критич. массу $M_{\text{кр}}$, зависящую от плоти, ρ вещества и его геом. конфигурации. Размер R системы (ядерного заряда) должен превышать критич. размер $R_{\text{кр}}$ ($R_{\text{кр}}$ порядка длины свободного пробега 1 нейтрона). Т. к. $\sim 1/\rho$, то определяющей величиной является т. н. оптич. толщина системы $t = \rho R$. При $M > M_{\text{кр}} \sim 1/\rho^2$ ($R > R_{\text{кр}}$) состояние системы надкритично и развитие цепной реакции может привести к Я. в., в отличие от *ядерного реактора*, где при $M = M_{\text{кр}}$ состояние системы критично. Для ^{235}U $\rho = 19,5$ г/см³ и при сферич. форме системы $M_{\text{кр}} = 50$ кг ($R_{\text{кр}} = 8,5$ см), для ^{239}Pu $M_{\text{кр}} = 11$ кг, для ^{233}U $M_{\text{кр}} = 16$ кг.

До взрыва система должна быть подкритичной. Переход в надкритичное состояние осуществляется быстрым сближением иск. кусков делящегося материала, напр. ^{235}U . Если таких кусков два, то величина надкритичности ивелика ($M/M_{\text{кр}} = 2$); если их больше (в пределе — сколь угодно малые сегменты шара), то она может быть сколь угодно увеличена. Обычно для сближения используется ям. взрыв, при к-ром развивается высокое давление ($\sim 10^8$ атм), способствующее собиранию делящегося материала и вызывающего его сжатие (имплозию), что уменьшает $M_{\text{кр}}$. Характерное время между двумя столкновениями нейтронов с ядрами вещества $\sim 10^{-8}$ с при энергии нейтронов $\epsilon_n \sim 1$ МэВ. Увеличенное в иск. раз, оно определяет длительность Я. в. В каждом акте деления выделяется энергия ~ 200 МэВ (1 МэВ на 1 нуклон делящегося ядра). Если 1 кг ^{235}U полностью прореагирует, то выделится энергия $\sim 10^{21}$ эрг, что эквивалентно энерговыделению при взрыве 20 тыс. т тротила. Т. о., ядерная «взрывчатка» эффективнее химической в 10^7 раз. В результате большого энерговыделения в центре ядерной бомбы развиваются огромные темп-ра ($\sim 10^8$ К) и давление ($\sim 10^{12}$ атм). Вещество превращается в плазму, разлетается и теряет надкритичность.

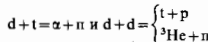
Для цепных реакций деления энергия теплового движения частиц среды всегда значительно ниже, чем энергия нейтронов ϵ_n , поэтому темп-ра среды не играет роли. Для реакции синтеза она существенна. Существует большое

кол-во энергетически выгодных ядерных реакций синтеза, не различающихся в земных условиях из-за низкой темп-ры (см. *Термоядерные реакции, Управляемый термоядерный синтез*). В звездах, где темп-ры высоки, а разлет вещества сдерживается гравитат. силами, протекать реакции синтеза составляющие основу энергет. циклов звезд (см. *Эволюция звезд*).

Кинетич. энергия частиц пропорц. темп-ре среды. Чтобы 2 ядра с атомными номерами Z_1 и Z_2 слились, их кинетич. энергия должна быть сравнима с энергией эл.-статич. отталкивания $\delta = Z_1 Z_2 e^2 / r$ на расстояниях порядка размера ядра ($\sim 10^{-13}$ см). Распределение частиц по энергиям $N(\delta) \sim \exp(-\delta/kT)$. Это означает наличие нек-рого кол-ва частиц с энергией большей, чем ср. $\delta_{cp} = 3/2 kT$, кроме того, возможно туннельное проникновение частиц через энергетич. барьер (см. *Туннельный эффект*). В результате возникает резкая зависимость скорости реакции от темп-ры, но порог отсутствует.

Т. к. скорость реакции синтеза пропорц. плотности вещества (число соударений в единицу времени), а время разлета частиц тем больше, чем больше размер системы, выгорание термоядерного топлива зависит также от оптич. толщины (ρR) и для осуществления термоядерного взрыва необходимы высокие темп-ра и плотность. В термоядерном взрывном устройстве это создается при помощи ядерной бомбы (делянки), служащей детонатором.

Для осуществления термоядерного взрыва используют реакцию



Скорость первой из них в 100 раз выше, по для неё необходим радиоакт. тритий, период полураспада к-рого $T_{1/2} = 12,6$ лет. Поэтому наряду с реакцией $d + t$ используется реакция $d + d$, приводящая к образованию трития, а также реакция ${}^6\text{Li} + p \rightarrow t + d$. Попадающий в смесь ${}^6\text{Li}$ и d нейтрон поглощается ядром ${}^6\text{Li}$ с образованием трития, к-рый вступает в реакцию с делянкой, вновь образуются нейтрон, поглощающийся в ${}^6\text{Li}$, и т. д. Цепочка реакций может быть поддержана или усилена взаимодействием нейтронов с делящимся материалом (обычно иридийный уран, т. к. образующиеся нейтроны имеют энергию 14 МэВ, т. е. являются надпороговыми).

Преимущество термоядерных реакций синтеза над реакциями деления в Я. в. связано со значительно большим (в 5 раз) энерговыделением на 1 г вещества. Это обуславливает значительно большую мощность термоядерных взрывных устройств по сравнению с ядерными. Обычно энергия ядерных бомб ~ 1 —20 т тротилового эквивалента, энергия термоядерной бомбы порядка 10^7 — 10^8 т эквивалента.

При Я. в. в воздухе образуется мощная ударная волна, к-рая, достигая поверхности Земли, вызывает разрушения. Сущест. поражение наземных сооружений происходит, если ударная волна несёт избыточное давление n порядка неск. десятых атм. Радиус поражения R прибр. определяется из соотношения $p = \frac{\rho}{R^2} \approx 10^6$ эрг/см², где ρ — энергия, выделяющаяся в Я. в. Для номинальной ядерной бомбы (1 кг сгоревшего урана) с энерговыделением 20 т тротилового эквивалента $R \sim 1$ км. Выделяющаяся энергия по истечении неск. мкс передается окружающей среде. Образующаяся яркая светящаяся огненный шар расширяется вначале за счёт лучистой тепловыводности, а затем вместе с распространением ударной волны. По мере расширения темп-ра шар падает, через 10^{-2} — 10^{-1} с шар достигает макс. радиуса 150 м (для бомбы в 20 кг), $T = 8000$ К (ударная волна далеко впереди). За время свечения (до неск. с) в эл.-магн. излучение переходит 10—20% энергии Я. в., излучение вызывает пожары, ожоги. Разреженный нагретый воздух, несущий радиоакт. продукты Я. в., поднимается вверх и через неск. мин достигает высоты 10—15 км. После этого облако Я. в. распадается на сотни и более км. Радиоакт. частицы выпадают на поверхность Земли,

образуя т. н. радиоактивный след Я. в. Особенно опасен приземный Я. в., когда огненный шар, касаясь поверхности Земли, поднимает вверх пыль, радиоакт. частицы прилипают к частицам земли и выпадают вблизи эпицентра Я. в. в континентации, летальную для человека.

При Я. в. образуется мощный поток нейтронов и γ -лучей (1% всей выделяющейся энергии). Если Я. в. произведён на высоте ~ 1 км, радиация может достигнуть поверхности Земли (атмосфера ослабляет поток вдвое на расстоянии 150 м), создавая летальную дозу.

В зависимости от конкретного устройства отд. факторы поражения могут быть усилены или ослаблены в искр. раз. Напр., в случае взрыва т. и. нейтронной бомбы (равновидности термоядерной бомбы с энерговыделением ~ 1 кг тротилового эквивалента) усилено нейтронное излучение.

Лит. см. при ст. *Ядерные цепные реакции*. Л. П. Феоктистов.

ЯДЕРНЫЙ ГИРОСКОП — квантовый гироскоп, чувствительным элементом к-рого является ансамбль ориентированных атомных ядр, обладающий макроскопич. магн. моментом M (см. *Ядерный парамагнетизм*). Принцип действия Я. г. основан на зависимости частоты прецессии вектора M в пост. магн. поле H от угл. скорости вращения Я. г. Так как ядро с чётными числами протонов Z и нейтронов N имеет нулевой магн. момент (см. *Ядро атомное*), то в Я. г. используются изотопы с нечётными массовым числом $A = N + Z - \frac{1}{2}He, \frac{3}{2}Kr, \frac{12}{2}Ne, \frac{16}{2}Hg, \frac{20}{2}Hg$. Эти атомы имеют также замкнутую электронную оболочку, и их полный магн. момент определяется только магн. моментом ядра. Для ослабления влияния релаксационных процессов в Я. г. используются газообразные активные среды.

В криволинейных моделях Я. г. ядерные спины ориентированы односторонним пост. магн. полем H при темп-ре $T \approx 4,2$ К. Макроскопич. магн. момент M определяется разностью числа спинов, ориентированных вдоль (n_+) и против (n_-) поля: $n_+ / n_- = \exp(2\mu H / kT)$, где μ — магн. момент атома. Момент M существует и после снятия магн. поля в течение времени $\sim T_1$, где T_1 — время продольной релаксации. Напр., для 3He (практически единственного вещества, остающегося газообразным при 4,2 К) $T_1 > 1$ дня. Сверхпроводящие магн. экраны из Nb позволяют получить высокую стабильность и однородность поля ($< 10^{-8}$ Э/см). Однако при статич. методе ориентации величина $(n_+ - n_-)_{\text{отн}} = th(\mu H / kT)$ невелика ($\sim 0,01\%$), что препятствует получению высокого отношения сигнала к шуму S/N . Увеличение же M за счёт увеличения давления газа (> 7 атм) уменьшает время поперечной спин-спиновой релаксации T_2 , что также уменьшает величину S/N .

В большинстве моделей Я. г. применяется динамич. ориентация ядер, заключающаяся в изменении равновесной населённости в системе ядерных спинов с помощью оптической накачки циркулярно-поляризованным излучением на частоте, соответствующей переходу между зеемановскими подуровнями электронов, находящихся в слабом пост. поле H (см. *Зеемана эффект*). Ориентация ядерных спинов происходит за счёт перекачки момента импульса фотонов от электронов к ядрам (см. *Ориентированные ядра*). При лазерной накачке степень ориентации ядра может достигать 70%, что даёт высокое отношение сигнала к шуму $S/N (> 75$ дБ).

Регистрация изменений M , вызванных вращением Я. г., также осуществляется с помощью динамич. методов — явления *ядерного магнетного резонанса* и эффектов модуляции величины поглощения или фарадеевского вращения плоскости поляризации оптич. излучения, проходящего через активную среду Я. г. с прецессирующим магн. моментом M . Пролесс прецессии обеспечивается за счёт работы Я. г. в режиме спинового генератора (СГ). Для этого Я. г. помещают в перем. магн. поле H_0 , перпендикулярное пост. полю H_0 . В результате в Я. г. возбуждается *Ларморова прецессия* магн. момента M . В инерц. системе координат вектор M прецессирует вокруг поля H_0 с частотой $\omega_{L0} = |j|H_0$, где j — магнитомеханическое отношение. Если Я. г. вращается вокруг направления поля H_0 с угл. скоростью $\pm \Omega$, то частота прецессии ω_L определяется

$$\omega_L = \omega_{L0} \pm \Omega = |j_1| H_0 \pm \Omega.$$

Измеряя ω_L и зная j_1 , можно определить Ω . Существенно, что масштабный коэф. Я. г. не зависит от его размеров, геометрии и в данном случае равен 1.

Расфокусировка прецессирующих ядер, определяемая эфф. временем спин-спинной релаксации $T_{2\text{эф}}$, и отношение S/N являются осн. факторами, определяющими точность измерения угл. скорости вращения Я. г.: $\Delta\Omega \sim \sim (S/N)^{-1} T_{2\text{эф}}^{-2}$. Так, для Я. г. на изотопах ртути при $T_{2\text{эф}} \approx 23 \text{ с}$, $S/N \sim 10^6$ (60 дБ), $\Delta\Omega \lesssim 0,05 \text{ град/ч}$ (хаотич. дрейф $\sim 0,01 \text{ град}/\sqrt{\text{ч}}$).

Прецизионное измерение Ω Я. г. с одним типом ядер требует высокой стабильности поля H_0 . Использование в одной ячейке Я. г. двух типов ядер с разл. магнитомеханич. отношениями j_1, j_2 позволяет снизить требования к стабильности поля H_0 . В этом случае Ω определяется отношением

$$\pm \Omega = \frac{(j_2/j_1)\omega_{L1} - \omega_{L2}}{(j_2/j_1) - 1},$$

а отношение j_2/j_1 должно определяться с такой же высокой точностью, как и частоты прецессии ω_{L1}, ω_{L2} .

Схема Я. г. с одной ячейкой, работающей на базе двух СГ с оптич. ориентацией ядер, показана на рис. 1. В нём используются стабильные изотопы ртути ^{199}Hg ($j_1 \approx 761,20 \text{ Гц/Э}$) и ^{201}Hg ($j_2 \approx -280,99 \text{ Гц/Э}$) в виде пара при низком давлении ($10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$), заключённые в кап-

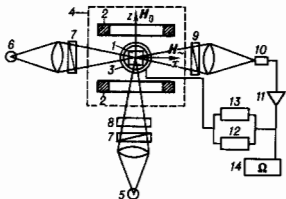


Рис. 1. Схема ядерного гироскопа на базе двух СГ с одной ячейкой на изотопах ртути ^{199}Hg , ^{201}Hg с оптич. ориентацией ядер: 1—кварцевая капсула с изотопами ртути; 2—катушки, создающие постоянное поле H_0 ; 3—катушки, создающие переменное поле H_1 ; 4—защитный магнитоэкранирующий экран; 5—газоразрядная лампа на изотопе ртути ^{199}Hg для ориентирования ядер; 6—газоразрядная лампа на изотопе ^{201}Hg , создающая «луч опроса»; 7—поляризаторы; 8—пластинка $\lambda/4$; 9—анализатор; 10—фотоприёмник; 11—усилитель; 12, 13—каналы обратной связи по сигналам ω_{L1}, ω_{L2} ; 14—система регистрации и обработки выходного сигнала.

сулу из плавного кварца. Капсула помещается во взаимно перпендикулярные магн. поля: постоянное H_0 и переменное H_1 , модулированное на частотах ω_{L1} и ω_{L2} (при $H_0 \approx 1,3 \text{ Э}$, $\omega_{L1} \approx 1000 \text{ Гц}$ для ^{199}Hg и 369 Гц для ^{201}Hg). Для ориентации ядер используется оптич. накачка на частоте, соответствующей резонансным линиям Hg ($\lambda = 253,7 \text{ нм}$ для ^{199}Hg и $\lambda = 185,0 \text{ нм}$ для ^{201}Hg). Циркулярно-поляризованное излучение получают от газоразрядной лампы на парах ^{204}Hg с помощью поляризатора и пластинки $\lambda/4$. Луч накачки распространяется вдоль поля H_0 по т. н. оси чувствительности oz Я. г.

Для измерения малых разностей частот ($\sim 10^{-8} \text{ Гц}$) и фаз ($\sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ рад}$) прецессион. сигналы сравниваются с опорными сигналами от рубидневых или цезиевых квантовых стандартов частоты. Измерение частот и фаз прецессии магн. моментов M_1, M_2 двух ансамблей ориентированных ядер ртути осуществляется путём регистрации амплитудно-модулированного излучения, проходящего через ячейку вдоль оси ox (т. е. луча опроса). Обычно используется резонансное циркулярно-поляризованное излу-

чение от газоразрядной лампы на парах ^{204}Hg или резонансное линейно-поляризованное излучение от лампы на парах ^{202}Hg . Прецессия магн. моментов M_1, M_2 модулирует или поглощение циркулярно-поляризованного света, или поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света (см. *Фарадей эффект*). Интенсивность циркулярно-поляризованного излучения должна быть меньше интенсивности луча накачки, т. к. луч опроса уменьшает степень оптич. ориентации и укорачивает времена жизни земаановских подуровней. Интенсивность луча опроса и, следовательно, отношение S/N могут быть увеличены в случае нерезонансного линейно-поляризованного излучения. Луч опроса должен быть стабильным по интенсивности, т. к. сдвиги энергетич. уровней зависят от интенсивности световой волны (*Штарк эффект*). Частоты ω_{L1}, ω_{L2} и фазы φ_1, φ_2 модуляции луча опроса детектируются фотоприёмником. Его сигнал подаётся в измерит. устройство и через цепь обратной связи на катушку, создающую перем. поле H_1 . Это обеспечивает устойчивую работу Я. г.

При использовании двух ячеек I, II (рис. 2) с двумя типами ядер, помещаемых в равные, но противоположно направленные пост. магн. поля H^I, H^{II} , угл. скорость Ω может быть определена без знания величин $H, j_1/j_2$:

$$\Omega = \pm \frac{1}{2} [(\omega_{L1}^I - \omega_{L1}^{II}) - (\omega_{L2}^I - \omega_{L2}^{II})].$$

Здесь $\omega_{L1}^I, \omega_{L2}^I, \omega_{L1}^{II}, \omega_{L2}^{II}$ — частоты прецессии ядер в первой и второй ячейках. Следует, однако, иметь в виду, что при $|H^I| = |H^{II}|$ и достаточно большой связи СГ возможен захват их частот ($\omega_{L1}^I = \omega_{L1}^{II}, \omega_{L2}^I = \omega_{L2}^{II}$). Поэтому в общем случае $H^I = -KH^{II}$. При этом процесс измерения Ω состоит в суммировании разности фаз между сигналами с частотами $K\omega_{L1}^I, \omega_{L1}^{II}$ и частотами $K\omega_{L2}^I, \omega_{L2}^{II}$ от обеих ячеек и формировании сигнала ошибки. Этот сигнал управляет величиной одного из магн. полей, напр. H^I . Выходным сигналом служит разность обеих разностей фаз, соответствующая (при $K = 1$) 4Ω .

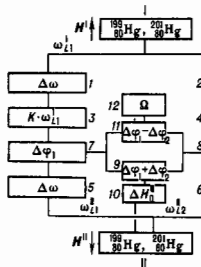


Рис. 2. Схема дифференциального ядерного гироскопа на базе четырёх СГ с двумя ячейками на изотопах ртути $^{199}\text{Hg}, ^{201}\text{Hg}$: 1, 2—фильтры на частотах ω_{L1}, ω_{L2} ; 3, 4—умножители частоты $K\omega$; 5, 6—фильтры на частотах ω_{L1}, ω_{L2} ; 7, 8—датчики разностей фаз $\Delta\varphi_1$ (между частотами ω_{L1} и $K\omega_{L1}^I$) и $\Delta\varphi_2$ (между частотами ω_{L2} и $K\omega_{L2}^I$); 9—схема суммирования разностей фаз $\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2$; 10—схема управления полем H^I ; 11—схема вычитания разностей фаз $\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2$; 12—система регистрации и обработки выходного сигнала.

Достигнутая точность Я. г. — $\Delta\Omega \lesssim 10^{-2} \text{ град/ч}$. Теоретич. точность Я. г. — $\Delta\Omega \lesssim 10^{-4} \text{ град/ч}$ — ограничивается флуктуациями ядерной намагниченности среды, степенью ориентации ядер и шумами. В нек-рых типах Я. г. (напр., на изотопах $^{83}\text{Kr}, ^{34}\text{Xe}$) возникает ограничение на диапазон измеряемых угл. скоростей, связанные с тем, что скорости вращения Я. г. и находящегося в нём газа могут стать не равными. Достоинства Я. г. — нечув-

вительность к перегрузкам, большой срок службы, цифровой вид информации.

Наряду с Я. г. возможны электронные гироскопы, в к-рых активной средой служат обычные парамагнитики (напр., стабильные свободные радикалы, атомы щелочных металлов). При одинаковых условиях вектор электронной намагниченности значительно больше вектора ядерной намагниченности, что позволяет получить большую точность; однако малые времена релаксации спинов затрудняют практич. реализацию.

Лит.: Малеев П. И., Новые типы гироскопов, Л., 1971; Пеме-ранцев Н. М., Рымков В. М., Скоцкий Г. В., Физические основы квантовой магнетостатики, М., 1972; Курчица М. М., Голдштейн М. С., Исчерпывающая энциклопедия. [пер. с англ.], «ТИИЭР», 1983, т. 71, № 10, с. 47; Woodman K. F., Franks P. W., Richards M. D., The nuclear magnetic resonance gyroscope: a review, *J. of Navigation*, 1987, v. 40, № 3, p. 366.

А. Н. Шешаев.

ЯДЕРНЫЙ КВАДРУПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС (ЯКР) — резонансное поглощение радиоволн атомными ядрами, уровни к-рых, вырожденные по спину, расщеплены вследствие взаимодействия электр. квадрупольного момента ядра с градиентами электр. внутрикристаллического поля. Т. н. чистый ЯКР наблюдается, в отличие от ядерного магн. резонанса (ЯМР), в отсутствие магн. поля. Взаимодействие квадрупольного момента ядра eQ с неоднородным кристаллич. полем E_{zz} приводит к появлению уровней энергии ядра, соответствующих разл. ориентациям его спина I относительно оси симметрии oz кристаллич. поля [1].

Система уровней квадрупольного взаимодействия ядер определяется гамильтонианом:

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQ}{4I(2I-1)} [\Phi_{xx}(3I_z^2 - I^2) + (\Phi_{xx} - \Phi_{yy})(I_x^2 - I_y^2)]. \quad (1)$$

Здесь I_z — проекция спина ядра на ось oz , определяемая квантовым числом m ; Φ_{xx} , Φ_{yy} , Φ_{zz} — вторые производные потенциала ϕ электр. кристалл. поля по координатам x , y , z , удовлетворяющие ур-нию Лапласа ($\Phi_{xx} + \Phi_{yy} + \Phi_{zz} = 0$). Это позволяет характеризовать поле 2 переменными: градиентом вдоль oz $eq = \Phi_{zz}$ и параметром асимметрии $\eta = (\Phi_{xx} - \Phi_{yy})/\Phi_{zz}$. Для аксиально-симметричного поля энергии уровней определяется ф-лой

$$\delta = \frac{e^2qQ}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)]. \quad (2)$$

Переходы между уровнями вызываются перем. магн. полем, перпендикулярным oz , с частотами, к-рые определяются значениями δ и правилами отбора $|\Delta m| = 1$. Если поле не является аксиально-симметричным, спектры ЯКР имеют более сложный вид.

Применения ЯКР в исследовании кристаллов, в частности полупроводников, основаны на связи между структурой кристаллов и значениями градиентов кристаллич. поля. При этом структура кристалла определяет непосредственно резонансные частоты ЯКР (в отличие от ядерного магнитного резонанса). Значения Φ_{xx} , Φ_{yy} , Φ_{zz} характеризующие неоднородность электр. поля, зависят от симметрии окружения. В случае кубич. симметрии окружения ядра квадрупольное взаимодействие отсутствует. В общем случае Φ_{xx} , Φ_{yy} , Φ_{zz} определяется зарядами всех электронов и ядер, окружающих ядра, на к-рых наблюдается ЯКР. Т. к. вторые производные зависят от расстояния r как r^{-3} , то осн. вклад вносят электроны атомов, содержащих исследуемые ядра. Т. о., величина квадрупольного взаимодействия, т. е. спектр ЯКР, зависит от распределения электронной плотности. Это позволяет изучать природу хим. связи в кристаллах.

Важную роль ЯКР играет при исследовании структурных фазовых переходов второго рода, когда при темп-ре перехода T_c возникает связанный с изменением параметра порядка дополнительный вклад в градиенты поля E . Это приводит к изменению температурной зависимости частот ЯКР при $T = T_c$ и служит одним из наиб. точных методов опреде-

ления T_c . Кроме того, исследование температурной зависимости частот ЯКР в окрестности $T = T_c$ позволяет определить температурную зависимость параметра порядка [1, 2].

Особую роль ЯКР играет при исследовании т. н. несоизмеримых фаз, где линии ЯКР обладают характерной формой со «всплесками» интенсивности поглощения, отражающей существование в кристалле неоднородного состояния [3]. «Всплески» интенсивности соответствуют вкладу тех ядер, к-рые находятся в области экстремумов поля смещений несоизмеримой волны при линейной зависимости частоты ЯКР от параметра порядка, а также экстремумам и нулевым значениям поля смещений несоизмеримой волны при квадратичной зависимости частоты ЯКР от параметра порядка. Характерная форма линий ЯКР позволяет идентифицировать несоизмеримые фазы в кристаллах и определять температурные границы их существования. Др. метод идентификации несоизмеримых фаз — исследование ядерной квадрупольной спин-решеточной релаксации. В области существования несоизмеримых фаз ядерная и квадрупольная спин-решеточная релаксация убыстрятся. Импульсное возбуждение ЯКР и методы квадрупольного т. и. спинового эха позволяют расширить возможности изучения электр. и магн. локальных полей в кристаллах, а также наблюдать сигналы и в неупорядоченных системах [4].

ЯКР является одним из осн. методов изучения внутр. движений в кристаллах, т. к. подвижность атомов влияет как на частоту и форму линий ЯКР, так и на время ядерной квадрупольной спин-решеточной релаксации.

Дефекты кристаллич. решетки приводят к уширению линий ЯКР и их сдвигу, а также к изменению времени ядерной квадрупольной релаксации. ЯКР используется и как чувствительный метод обнаружения радиационных дефектов. ЯКР может реализовываться также не только в результате поглощения радиочастотного эл.-магн. поля, но и при резонансном поглощении УЗ, к-рый модулирует ядерные квадрупольные взаимодействия. Исследования ядерного акустич. квадрупольного резонанса позволяют получать информацию о ядерном квадрупольном спин-решеточном взаимодействии [5].

Лит.: Гречишкин В. С., Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах, М., 1973; 2) Блинн Р. Жекс Б., Семеновская И. и антиферромагнетизма, пер. с англ., М., 1975; 3) Блинн Р. [е. а.], NMR liquids and phase solution effects in incommensurate Rb_2ZnCl_4 , *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1982, v. 15, № 1, p. 547; 4) Алексеева З. М., [и др.], Комплексные исследования несоизмеримых фаз в кристаллах пруссита и пираргирита, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1987, т. 51, № 12, с. 2166; 5) Кесслер А. Р., Ядерный акустический резонанс, М., 1969.

В. С. Вихарев.

ЯДЕРНЫЙ МАГНЕТОН — см. в ст. *Магнетон*.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (ЯМР) — резонансное поглощение эл.-магн. энергии в веществах, обусловленное ядерным парамагнетизмом; частный случай магнитного резонанса. ЯМР был открыт Ф. Блохом (F. Bloch) и Э. Парселлом (Э. Purcell, E. Purcell) (США) в 1946. ЯМР наблюдается в сильном пост. магн. поле H_0 при одноврем. воздействии на образец слабого радиочастотного магн. поля, перпендикулярного H_0 . ЯМР обусловлен наличием у ядер спинов I , соответствующих им моментов кол-ва движения $J = hI$ и магн. моментов [1, 2]

$$\mu = \gamma_n J = \gamma_n h I = g_n \beta I. \quad (1)$$

Здесь γ_n — гиромагн. отношение ядра; g_n — ядерный фактор спектроконст. расщепления (*Ланде множитель*), имеющий разные значения для разл. ядер; $\beta = eh/2mc$ — ядерный магнетон (M — масса ядра), к-рый по абс. величине почти в 10^3 раз меньше магнетона Бора. Спины ядер, обладающих нечетным массовым числом A (общее число нуклонов и нейтронов), имеют полуцелые значения, кратные $1/2$. Ядра с четным A либо вообще не имеют спина ($I=0$), если заряд Z (число протонов) четный, либо имеют целочисленные значения спина (1, 2, 3 и т. д.).

Теоретическое описание. В соответствии с классич. представлениями, взаимодействие пост. магн. поля H_0 с магн.

момента ядра μ приводит к прецессии последнего вокруг H_0 с частотой

$$\omega_0 = \gamma_n H_0. \quad (2)$$

Резонансная частота ω_0 зависит от γ_n : для протонов при $H_0 = 10^4$ Э $\nu_0 = \omega_0/2\pi = 42,577$ МГц. Для др. ядер в том же магн. поле значения ν_0 лежат в диапазоне 1–10 МГц. Радиочастотное магн. поле частоты ω_0 , перпендикулярное H_0 , вызывает изменение угла прецессии, т. е. меняет величину проекции ядерного магн. момента на направление поля H_0 . Это сопровождается резонансным поглощением эл.-магн. энергии и обнаруживается по возникновению эдс индукции в катушке, окружающей образец. Разл. ядра характеризуются разными значениями ω_0 , что позволяет их идентифицировать. Однако вследствие того, что ядерный парамагнетизм слаб ($\approx 10^2 \div 10^3$ раз слабее электронного парамагнетизма), ЯМР удается наблюдать только на образцах с большим числом исследуемых ядер (обычно $\geq 10^{16}$) и с помощью высокочувствительных приборов и спец. методов.

Согласно квантовой теории, в поле H_0 состояния ядерного спина квантованы, т. е. его проекция m_l на направление поля может принимать только одно из значений: $+1, +(-1), \dots, -1$. В простейшем случае изолированных, не взаимодействующих ядер энергия взаимодействия их магн. моментов с эл. полем описывается гамилтонианом, собств. значения к-рого характеризуют систему $2I+1$ эквидистантных энергетич. уровней (рис. 1):

$$\mathcal{E} = -\gamma_n \hbar H_0 m_l. \quad (3)$$

Расстояние между ними $\Delta\mathcal{E} = -\gamma_n \hbar H_0$. Переменное эл.-магн. поле может вызвать переходы между этими уровнями в соответствии с правилами отбора $\Delta m_l = \pm 1$.

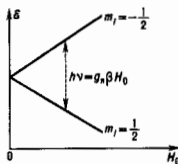


Рис. 1. Схема энергетических уровней протона в магнитном поле ($I = 1/2$).

Потому при наличии поперечного осциллирующего магн. поля, удовлетворяющего условию резонанса, происходит поглощение эл.-магн. энергии:

$$\hbar\omega_0 = \Delta\mathcal{E} = \gamma_n \hbar H_0 = g_n \beta \hbar H_0. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что измерение резонансной частоты ω_0 позволяет определить γ_n , g_n и, следовательно, идентифицировать исследуемые ядра.

Релаксационные процессы. Ширина линии. О поглощении энергии эл.-магн. поля при резонансных переходах можно говорить, если число индуцированных переходов с ниж. уровня на верхний превышает число переходов в обратном направлении. При тепловом равновесии ниж. уровень \mathcal{E}_1 более заселен, чем верхний \mathcal{E}_2 , в соответствии с *Больцмана распределением*:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\Delta\mathcal{E}/kT} = e^{g_n \beta \hbar H_0 / kT}.$$

Здесь T — темп-ра; $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$; N_1, N_2 — населенности ниж. и верх. уровней. При непрерывном воздействии резонансным радиочастотным полем величины N_1 и N_2 могут выравниваться и резонансное поглощение может прекратиться (т. е. наступит насыщение).

Однако наряду с выравниванием населенностей уровней при резонансном поглощении энергии имеют место релаксационные процессы взаимодействия спиновой системы со всей совокупностью окружающих ее частиц, обладающих всеми, кроме спиновой, степенями свободы движения, — с атомами кристаллич. решетки, с частицами жидкости или газа

и т. п. (процессы т. н. спин-решеточной релаксации). Они сопровождаются безлучевыми (релаксационными) переходами между разл. состояниями ядер. *Спин-фононое взаимодействие* вследствие конечного времени жизни τ_1 возбужденного состояния ядра приводит к размытию энергетич. уровней ядра (см. *Ширина уровня*) и к изменению энергии системы спинов в поле H_0 , определяемой продольной (вдоль H_0) компонентой проекции магн. момента. Поэтому т. наз. временем продольной релаксации. Размытие уровней, в свою очередь, приводит к т. п. однородному уширению линии спектра ЯМР, пропорциональному τ_1^{-1} .

В твердых телах и жидкостях существенны также процессы *спин-спиновой взаимодействия* ядер. Они вызывают отклонение энергии спиновых состояний (т. е. вызывают размытие уровня), не изменяя времени жизни состояния. Полная энергия всей спиновой системы не изменяется. Спин-спиновая релаксация характеризуется временем τ_2 . Примером спин-спиновых взаимодействий может служить прямое магн. *диполь-дипольное взаимодействие* магн. моментов соседних ядер в кристаллич. решетке. Каждый из двух взаимодействующих одинаковых диполей создает в месте расположения другого (на расстоянии r) локальное магн. поле H_{loc} . Полное поле, воздействующее на ядерный магн. момент, определяется суммой $H_0 + H_{loc}$, а также поперечной переменной составляющей $H(t)$ поля, создаваемого проекцией магн. момента прецессирующего соседнего диполя. Перем. поперечное поле $H(t)$ будет действовать подобно радиочастотному полю, приводя к релаксации (со временем τ_2) поперечной составляющей вектора магн. момента (отсюда термин «время поперечной релаксации»). Спин-спиновая релаксация также приводит к уширению спектральной линии. В случае диполь-дипольного взаимодействия локальное поле (как и неоднородное по образцу поле H_0) вызывает т. н. неоднородное уширение ϵ_2 , уширяет линию неоднородно. В непроводящих электрич. ток твердых телах и в полупроводниках обычно $\tau_1 \gg \tau_2$. Значения τ_1 лежат в широких пределах от 10^{-4} с для растворов парамагн. солей до неск. часов для чистых диамагн. кристаллов. Значения τ_2 изменяются от 10^{-6} с для кристаллов до нескольких с для диамагн. жидкостей.

Однородно уширенная спектральная линия описывается кривой Лоренца, характеризующей затухающие колебания осциллятора (рис. 2, а):

$$f(\nu) = \frac{2\tau_2}{1 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 \tau_2^2} = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\Delta\nu)^2 + (\nu - \nu_0)^2}, \quad (5)$$

где $\Delta\nu = (2\pi\tau_2)^{-1}$. Полуширина линии составляет $2/\tau_2$. В твердых телах, где диполь-дипольные взаимодействия можно представить как набор разл. локальных эфф. магн. полей, спектральная линия может быть описана кривой Гаусса (рис. 2, б):

$$f(\nu) = \frac{\tau_2}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\tau_2^2(\nu - \nu_0)^2}{2}\right] = \frac{1}{(2\pi\langle\Delta\nu^2\rangle)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\langle\Delta\nu^2\rangle}\right]. \quad (6)$$

Здесь $\langle\Delta\nu^2\rangle$ — среднеквадратичное отклонение, или т. н. второй момент. В жидкостях и газах тепловое движение ядер усредняет дипольное и нек-рые др. виды взаимодей-

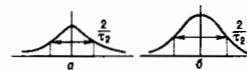


Рис. 2. Форма спектральных линий: а — лоренцева, б — гауссова.

действий. Спектральные линии сужаются до долей Гц (эта область исследования ЯМР наз. спектроскопией высокого разрешения). В кристаллах ширина линии ЯМР определяется величиной полей неподвижных соседних парамагн. ядер. Линии имеют ширину $10^2 - 10^3$ Гц

и гауссову форму [4—6]. Теория позволяет из анализа формы и угл. зависимости (угол между полем H_0 и кристаллографич. направлениями) спектра ЯМР монокристалла определять расстояние между парамагн. ядрами, углы между их валентными связями, характер окружающих атомов и др.

Плавнение кристалла сопровождается сужением спектральных линий ЯМР за счёт теплового движения, усредняющего магн. взаимодействия ядер, и их диффузионного перемешивания. Сужение спектральных линий заметно происходит, когда частота перекоков парамагн. атома $\sim 10^6$ Гц. Метод ЯМР применяется для исследования диффузионной подвижности атомов в сверхпроводящих проводниках или твёрдых электролитах [5].

На времена релаксации, ширину и форму линий ЯМР оказывает влияние взаимодействие электрич. квадрупольного момента ядра (при $I > 1/2$), характеризующего несферичность ядер, с локальным электрич. полем в кристалле. Квадрупольное взаимодействие может дать расщепление магн. подуровней ядер, но величине сравнимое и даже превосходящее расщепление в магн. поле. В частности, почти все элементы в соединениях $A^{IV}B^V$ имеют большие величины ядерных спинов I и их ядра обладают значит. квадрупольными моментами. Особенно заметно проявление ядерных квадрупольных эффектов при взаимодействиях с заряд. примесями или дефектами в полупроводниках.

Влияние электронов. В *слаболегированных полупроводниках* могут проявляться эффекты ЯМР, характерные для металлов, в частности сдвиг резонансных частот (сдвиг Найта). Этот сдвиг обусловлен тем, что во внеш. поле H_0 электроны проводимости создают в месте расположения ядра пост. магн. поле, смещающее резонансную частоту ω_0 (обычно увеличивающее её по сравнению с полупроводником, имеющим малую концентрацию свободных носителей заряда).

Экранирующее действие электронной оболочки атома также приводит к сдвигу резонансной частоты (хим. сдвиг). Магн. поле H_0 индуцирует в электронной оболочке атома электронные токи, создающие дополнит. поле на ядрах, противоположное внеш. полю. Этот сдвиг пропорционален H_0 и составляет 10^{-3} — 10^{-6} от H_0 . Хим. сдвиг меньше сдвига Найта, а его знак противоположен. Хим. сдвиг зависит от структуры электронных оболочек и от характера хим. связей, что позволяет по величине сдвига судить о структуре молекул или примесных комплексов.

С учётом перечисленных факторов гаммаитонан системы парамагн. ядер в твёрдом теле может быть представлена в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_N + \mathcal{H}_Z + \mathcal{H}_Q + \mathcal{H}_a + \mathcal{H}_k.$$

Здесь \mathcal{H}_N — оператор взаимодействия с магн. полем (земановский член), \mathcal{H}_Z — гаммаитонан спиновых (диполь-дипольных) взаимодействий, \mathcal{H}_Q — гаммаитонан квадрупольных взаимодействий, \mathcal{H}_a — хим. сдвиг, \mathcal{H}_k — сдвиг Найта.

Экспериментальные методы. ЯМР наблюдают, изменяя либо H_0 (стационарный метод), что технически удобнее, либо частоту перем. поля (импульсный метод). Для наблюдения ЯМР стационарным методом необходимо создать магн. поле высокой степени однородности, величину к-рого H_0 можно плавно изменять. Образец помещается в индукт. катушку между полюсами магнита. Катушка используется и для возбуждения радиочастотного поля H_1 , и для регистрации изменений соотношения перем. токов, к-рые происходят в момент резонанса [схема Перселла (Перселла)]. По схеме Блоха перпендикулярно катушке с образцом располагается отд. катушка ирриемого устройства. Скорость ирождения через резонанс в етационном методе выбирается меньше скорости релаксац. процессов. При резонансе в катушке возникает радиочастотный индукт. сигнал, содержащий различающиеся по фазе на 90° составляющие, пропорциональные дисперсии и поглощению эл.-магн. энергии (т. е. сигнал дисперсии и сигнал поглощения). Обычно регистрируют сигнал по-

глощения, что позволяет улучшить разрешение близлежащих линий спектра. Для обнаружения слабых сигналов используются мостовые схемы и синхронное детектирование на частоте модуляции поля H_0 с последующим усилением. Сигнал регистрируется самописцем или осциллографом.

Стационарные методы ЯМР относительно просты и надёжны, им свойственна существ. однозначность интерпретации результатов. Однако при исследовании широких линий ЯМР в твёрдых телах большую информацию о механизмах ядерных взаимодействий можно получить с помощью импульсных (нестационарных) методов с использованием фурье-преобразований. Применение этих методов ЯМР обусловлено возможностью усреднения нек-рых взаимодействий и сужением широких линий, хотя нек-рые взаимодействия можно усреднить, не пользуясь импульсным режимом, напр. за счёт усреднения движений ядер в координатном пространстве. Гаммаитонан диполь-дипольного спинового взаимодействия содержит множитель $(1 - 3 \cos^2 \theta_{ij})$, где θ_{ij} — угол между направлением H_0 и радиусом-вектором, соединяющим спины ядер i . Обращение в 0 этого множителя происходит при угле $\theta_{ij} = \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 54.44^\circ$, поэтому быстрое вращение образца (до 10^5 об/мин) под углом θ усредняет часть гаммаитонана диполь-дипольного взаимодействия в монокристалле и приводит к сужению спектральной линии.

Усреднение спиновых взаимодействий при использовании импульсного метода ЯМР происходит за счёт «взбалтывания» спинов ядер, кратчайски не смещающихся из узлов неподвижного кристалла. Применение последовательности импульсов радиочастотного поля H_1 с длительностью, меньшей времени спин-спиновой релаксации τ_2 , позволяет осуществить селективное усреднение нек-рых взаимодействий и исследовать хим. сдвиг и характер межатоомных связей в кристаллах [6].

Методы ЯМР широко используются в органич. химии для изучения структуры и состава хим. соединений, а также при исследовании динамики и механизмов нек-рых хим. реакций. Спектры узких линий ЯМР характеризуются хим. сдвигами групп линий, их структурой (числом линий в группе) и интенсивностью поглощения, пропорциональной концентрации исследуемых атомов в определённом окружении. Т. о., по спектрам ЯМР можно определить вид и расположение атомов, окружающих парамагн. ядро, электронную структуру и характер внутримолекулярных взаимодействий. Парамагн. ядро водорода, входящего в разл. органич. молекулы, обладает наиб. величиной магн. момента по сравнению с др. ядрами и является удобным объектом для наблюдения ЯМР (протонный магн. резонанс, ПМР). Величины хим. сдвигов узких линий ПМР в разл. комплексах и соединениях позволяют получить, напр., сведения о характере водородных связей. Для органич. соединений существуют таблицы и диаграммы хим. сдвигов водорода в разл. молекулах [3]. Наряду с протонами в качестве парамагн. зондов в хим. соединениях могут использоваться ядра ^{19}F , ^{14}N , ^{15}N , ^{31}P , ^{13}C , ^{29}Si .

В твёрдых телах из-за отсутствия усреднения спин-спиновых взаимодействий наблюдаются широкие линии ЯМР. При исследовании ЯМР в металлах по величине сдвига Найта можно определять магн. восприимчивость χ и электронную плотность на исследуемом ядре. Сдвиги Найта исследовались также в жидких металлах (в узких линиях ЯМР) и сверхпроводниках I и II рода.

В ионных кристаллах диэлектриках с малым числом свободных электронов может проявиться хим. сдвиг спектральной линии ЯМР. Однако из-за большой ширины спектральной линии в стационарных методах ЯМР хим. сдвиги определяются с трудом и для их исследования обычно используется импульсная методика ЯМР.

Применение ЯМР в исследованиях полупроводников [7]. Измерение зависимости времени спин-решеточной релаксации на ядрах ^{29}Si — *узлов* кремния с отличным от 0 спином — от концентрации электронов и дырок в полу-

проводник, а также от степени его компенсации позволяет проверить теоретич. модели релаксац. процессов и их особенности в полупроводниках электронного (n) и дырочного (p) типов проводимости. По изменению характера спин-решеточной релаксации на ядрах ^{29}Si и новоявленню слуга Найдта при концентрации носителей заряда $n = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ можно установить переход от полупроводникового к металлическому типу проводимости, а также характер этого перехода. Аналогичные исследования осуществлены на ядрах ^{73}Ge ($I \neq 0$) в монокристаллах германия. Ядра всех элементов, образующих решётку соединений $A^{IV}B_6$, за исключением Р ($I = 1/2$), обладают квадрупольными моментами $Q \neq 0$. Это проявляется и в температурных зависимостях релаксац. характеристик, в частности в ускорении спин-решеточной релаксации за счёт квадрупольных эффектов.

Хим. сдвиг тем больше, чем больше число электронов в оболочке атома и чем меньше эфф. заряд оболочек соседних атомов в кристалле. Наиб. исследования соединения $A^{IV}B_6$, в k -рвх хим. сдвиг достигает $10^4 - 10^3$ миллионных долей от H_0 . Величины хим. сдвига на ядрах ^{11}B , ^{31}P , ^{71}Ga , ^{115}In , ^{121}Sb коррелируют со значениями эфф. заряда соседних атом.

ЯМР применяется также для изучения адсорбции газов и жидкостей поверхность полупроводников. Адсорбция парамагн. ядер уменьшает подвижность ядерных спинов жидкой или газообразной фазы, что приводит к изменению ширины спектральной линии ЯМР. Адсорбция влияет также на времена спин-спиновой и спин-решеточной релаксации [8].

Величина диполь-дипольного взаимодействия парамагн. ядер изменяется в зависимости от ориентации магн. поля H_0 относительно кристаллограф. осей. Изучение этой анизотропии даёт возможность определить взаимную ориентацию спинов ядер, расстояния между ядрами, характер и симметрию ближайшего окружения парамагн. центра, а также исследовать структурные дефекты кристаллов. При взаимодействии большого числа парамагн. ядер анализ сложных спектров ЯМР осуществляется с помощью т. п. второго момента спектральной линии, k -рвй при этом соответствует одинаковым ядрам описывается ф-лой Ван Флека [1, 2]. Вторым моментом определяется среднесадаточной величины локальных магн. полей, созданных на ядре всеми др. ядерными диполями. Каждая структурная модель характеризуется определ. значениями величины второго момента, что успешно применяется при анализе структуры стеклообразных полупроводников. Существует программа для расчёта на ЭВМ вторых моментов линий ЯМР по структурным моделям для монокристаллов произвольной симметрии [9].

Для соединений $A^{IV}B_6$ с решёткой ZnS исследованы разл. магн. взаимодействия и их влияние на второй момент спектральной линии. Аналогичные расчёты позволили оценить концентрацию собств. дефектов в GaAs, установить их вид, место нахождения и заряд [10]. Изучение влияния примесей на форму спектров ЯМР позволяет определить положение примесей в решётке и их концентрации, а также влияние примесей на эффекты экранирования градиентов электр. полей в кристалле.

Исследования методом ЯМР протонов в гидрированном аморфном Si обнаружили кластеры монокристаллов и позволили определить их ср. размеры.

При исследовании полупроводниковых кристаллов широко используются методы двойного электронно-ядерного резонанса и оптич. поляризации ядер (см. *Оптическая ориентация в полупроводниках*).

Лит.: 1) Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; 2) Поинтер Х., Введение в курс спектроскопии ЯМР, пер. с англ., М., 1984; 3) Керригтон А., Мак-Лендан Э., Магнитный резонанс и его применение в химии, пер. с англ., М., 1970; 4) Ядерный магнитный резонанс; под ред. П. М. Бородин, Л., 1982; 5) Бузник В. М., Ядерный резонанс в ионных кристаллах, Новосиб., 1981; 6) Хеберлер У., Мертинг М., ЯМР высокого разрешения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1980; 7) Рембегза С. И., Парамгнитный резонанс в полупроводниках, М., 1988; 8) Каселев В. Ф., Крылов О. В., Адсорбционные процессы на

поверхности полупроводников и диэлектриков, М., 1988; 9) Бондарь А. М., Самсонова Е. А., Вычисление вторых моментов спектров ЯМР по структурным моделям с использованием ЭВМ, М., 1978; 10) Андрианов Д. Г. [и др.], Исследование собственных точечных дефектов структуры в монокристаллах арсенида галлия методом ядерного магнитного резонанса, «ФТИ», 1983, т. 17, № 1, с. 93. С. И. Рембегза.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС акустический — см. *Акустический ядерный магнитный резонанс*.

ЯДЕРНЫЙ ПАРАМАГНЕТИЗМ — парамагнетизм вещества, обусловленный магн. моментами атомных ядер. В наст. магн. поле H существование магн. моментов у ядер приводит к слабому парамагнетизму в виде небольшой добавочной ядерной намагниченности $M_{\text{я}} = \chi_{\text{я}} H$, где $\chi_{\text{я}}$ — ядерная магнитная восприимчивость (на 1 моль), зависящая от тем-ры (Кюри закон). Ядерная намагниченность $M_{\text{я}}$ в $10^5 - 10^8$ раз меньше, чем в случае электронного парамагнетизма. Я. п. впервые обнаружен в 1937 Л. В. Шубниковым и Б. Т. Лазаревым (СССР) в твёрдом водороде. Изучается методом *ядерного магнитного резонанса*.

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР — содержащая ядерное горючее установка, в к-рой осуществляется управляемая *ядерная цепная реакция* деления. Первый Я. р. был построен в 1942 в Чикаго (США) под руководством Э. Ферми (Е. Fermi).

По своему назначению Я. р. подразделяются на нек. групп: 1) энергетические реакторы, в к-рых энергия, выделяющаяся при делении ядер горючего, используется для выработки электроэнергии, а также для др. промышленных и бытовых нужд (Я. р. для АЭС, транспортные Я. р. для морского флота и др.); 2) экспериментальные, или опытные, реакторы, служащие для проведения экспериментов в области физики и техники реакторов; 3) *исследовательские реакторы*, в к-рых возникающее излучение используется для научных и прикладных исследований в области ядерной физики, физики твёрдого тела, биофизики, химии и др.; 4) промышленные, или изотопные, реакторы, используемые для наработки (накопления) искусств. изотопов. В многоцелевых Я. р. могут совмещаться различные по назначению функции.

• Принципиальная схема Я. р. приведена на рис. 1. Оси. часть Я. р. — активная зона, где сосредоточено *ядерное горючее*, протекает цепная реакция деления и выделяется энергия. Активная зона имеет обычно цилиндрич. конфигурацию, объём её в зависимости от назначения и возможностей конструктивного воплощения — от долей литра до многих кубометров. Кол-во горючего, необходимое

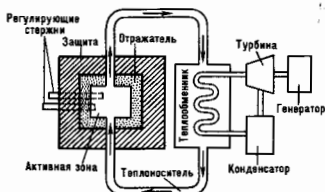


Рис. 1. Схема ядерного реактора.

для поддержания управляемой цепной реакции, — критическая масса — от сотен грамм до нек. тонн. При загрузке Я. р. ядерное горючее превышает критич. массу на величину, соответствующую запасу на выгорание. Ядерное горючее размещается, как правило, внутри теплоделяющих элементов (ТВЭЛов), кол-во к-рых в активной зоне может достигать многих десятков тысяч. В конце срока службы (кампании) — многие месяцы или годы — ТВЭЛы полностью или частично извлекаются и заменяются новыми. Для удобства загрузки ТВЭЛы собираются по нек.

дес. или сотен штук в отд. пакеты — тепловыделяющие сборки (ТВС).

Через активную зону прокачивается теплоноситель, к-рый омывает ТВЭЛы и уносит выделяющееся в них тепло. Наличие теплоносителя в активной зоне, а также большого кол-ва конструкции, материалов в условиях развешенной теплопередающей поверхности не препятствует протеканию цепной реакции. Это существенно облегчает техн. проблемы теплосъема по сравнению, напр., с реакторами синтеза, где внесение посторонних веществ в зону протекания ядерной реакции недопустимо.

Для выработки электроэнергии в АЭС применяются турбогенераторы. В одноконтурных (т. н. кипящих) Я. р. при прокачивании водяного теплоносителя через активную зону образуется слабо радиоактивный пар, к-рый затем поступает на турбину. Для того чтобы ограничить возможность распространения радиоактивности, используется двухконтурная система теплопередачи. В ней теплоноситель, циркулируя по замкнутому первичному контуру, отдает тепло для выработки пара во вторичный нерадиоактивный контур. В реакторах с жидкотеплоносителем натриевым теплоносителем для большей гарантии безопасности применяется трехконтурная система теплопередачи. Плотн. тепловыделения в энергетич. Я. р. достигает сотен кВт на литр активной зоны.

В состав активной зоны многих Я. р. входит замедлитель — вещество с малым атомным весом, к-рое служит для снижения первонач. энергии нейтронов деления (быстрых нейтронов) за счёт их упругого рассеяния. В результате многократных соударений с ядрами замедлителя нейтроны теряют свою энергию, пока не выйдут в тепловое равновесие со средой. Энергетич. распределение таких нейтронов (т. н. тепловых) близко к максвелловскому с максимумом при комнатной темп-ре ок. 0,025 эВ. В активной зоне Я. р. размещаются также подвижные стержни или кассеты с интенсивно поглощающим нейтроны веществом (В, Cd, Eu), предназначенные для регулирования цепной реакции деления.

Активная зона окружена отражателем, снижающим утечку нейтронов наружу и соответственно позволяющим уменьшить величину критич. массы. Материал отражателя обычно тот же самый замедлитель. В случае *реактора-размножителя* в отражателе помещается обеднённый или природный уран и, как и в активной зоне, происходит накопление ^{239}Pu .

Вокруг отражателя размещается радиац. бнол. защита, состоящая из бетона и др. материалов, предназначенная для снижения интенсивности ядерного излучения снаружи до допустимого уровня. Радиоакт. первичный контур теплоносителя также размещается внутри бетонной защиты.

По спектру нейтронов Я. р. подразделяются на быстрые (без замедлителя), в к-рых деление происходит на быстрых нейтронах (со ср. энергией порядка сотен кэВ); тепловые (с достаточным кол-вом замедлителя), в к-рых деление ядер происходит на тепловых нейтронах; промежуточные (с относительно небольшим кол-вом замедлителя), в к-рых деление осуществляется на частично замедленных нейтронах — промежуточных или резонансных. По виду используемого ядерного горючего Я. р. подразделяются на урановые и плутониевые; по виду замедлителя — на водяные (обычная вода), тяжеловодные, графитовые; по виду теплоносителя — на водяные, натриевые (жидкий натрий), газозные (углекислый газ, гелий).

Абс. большинство существующих Я. р. — тепловые с урановым ядерным горючим, с водяными замедлителем и теплоносителем (водо-водяные Я. р.). В Я. р. с графитовым замедлителем для отвода тепла используется вода или газ (водо-графитовые и газо-графитовые Я. р.). Обычно топливо физически отделено от замедлителя, образуя гетерогенную структуру активной зоны (рис. 2). В отдельных experim. Я. р. может отсутствовать теплоноситель (критич. сборка, или реактор нулевой мощности), отражатель (голый Я. р.). В гомогенных Я. р. вет ТВЭЛов и ядерное горючее используется в смеси с замедлителем или теплоносителем в виде раствора или

суспензии. Особую группу составляют исследовательские *импульсные реакторы*, в к-рых создаются периодические или одиночные нейтронные вспышки. Часто понятие Я. р. распространяется на весь реакторный блок, включающий в себя непосредственно сам реактор, а также все обслуживающие его системы (управления, теплопередачи и др.).

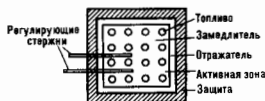


Рис. 2. Схематический разрез гетерогенного реактора.

Взаимодействие нейтронов с материалами Я. р. Осн. процессы, протекающие в активной зоне Я. р.: деление ядер, радиац. захват, упругое и неупругое рассеяние нейтронов. При делении первичный нейтрон поглощается ядром, в результате образуются обычно два радиоактивных осколка и испускается в ср. в вторичных нейтронов и неск. γ -квантов. Значения ν для осн. испытываемых в реакторе деление изотопов приведены в табл. 1.

Табл. 1.

Изотоп	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U	^{232}Th
ν	2,4	2,9	2,5	2,5	2,3

Величина ν слабо растёт с ростом энергии нейтронов.

Энергетич. спектр нейтронов деления практически одинаков для всех изотопов и почти не зависит от энергии падающих нейтронов. Он простирается от 0 до примерно 10 МэВ и приблизительно описывается ф-лой

$$f(E) \approx \text{sh} \sqrt{2E'} \exp(-E),$$

где E' — энергия нейтронов (в МэВ). Ср. энергия вылетающих нейтронов — 2 МэВ. Угл. распределение практически изотропно.

Небольшое кол-во нейтронов (т. н. запаздывающие нейтроны) испускается после деления из возбужденных ядер, образующихся при β -распаде осколков. Их интенсивность спадает экспоненциально со временем. Имеется 6 групп запаздывающих нейтронов со ср. временами запаздывания от десятых долей секунды до одной минуты. Доля всех запаздывающих нейтронов β по отношению к мгновенным нейтронам деления для разных изотопов представлена в табл. 2.

Табл. 2.

Изотоп	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U	^{232}Th
β , %	0,7	0,23	0,3	1,9	2,2

Вероятность процесса деления, определяемая эфф. поперечным сечением ядра σ_f , существенно зависит от энергии падающего нейтрона E . На рис. 3 представлена соответствующая зависимость сечения для ^{235}U . Нерегулярности слева определяются резонансным характером процесса поглощения нейтронов малой энергии. В ср. в этой области энергий сечение деления обратно пропорц. скорости нейтрона (закон $1/v$). Зависимости $\sigma_f(E)$ для изотопов ^{239}Pu и ^{233}U имеют аналогичный вид. Ядра ^{238}U и ^{232}Th не делются тепловыми нейтронами. Эфф. пороги деления для них примерно одинаковы — ок. 1 МэВ (рис. 3). Значения σ_f в барнах при делении тепловыми и быстрыми нейтронами приведены в табл. 3.

Рис. 3. Зависимость сечения деления ядер ^{235}U и ^{238}U от энергии нейтронов.

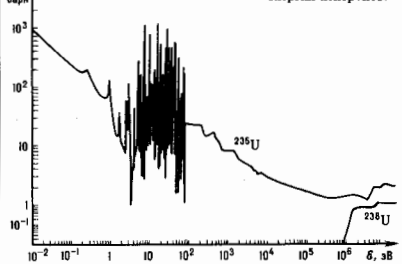


Табл. 3.

Энергия	Изотоп	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U	^{232}Th
0,025 эВ		590	750	530	—	—
2 МэВ		1,3	2,0	1,9	0,5	0,1

Образующиеся в процессе деления ядер осколки находятся в широком диапазоне массовых чисел: примерно от 70 до 160 а. е. Они перегружены нейтронами и переходят в стабильное состояние после неск. последовательных β -распадов. Ок. 29% всех осколков — газообразные Кг и Хе.

Полная энергия, выделяемая при одном акте деления, ≈ 200 МэВ. Она распределяется примерно след. образом: 82% составляет кинетич. энергия осколков, 3% энергии уносит γ -лучи деления, 6% — β - и γ -кванты распадающихся осколков, 9% — нейтроны деления и γ -кванты, образующиеся при их захвате в неделящихся материалах. Выгорание 1 г ядерного горючего даёт 1 МВт·сутки энергии.

На всех ядрах, в т. ч. делящихся, а также на накапливающихся осколках происходит реакция радиационного захвата, при к-рой поглощается нейтрон и испускаются γ -кванты. Сечения радиац. захвата $\sigma_{\text{т}}$ тепловых нейтронов нек-рыми ядрами представлены в табл. 4. Радиац. захват нейтронов в неделящихся материалах активной зоны приводит к образованию β -радиоакт. изотопов. При поглощении нейтронов ядрами ^{238}U после двух последовательных β -распадов образуются ядра ^{239}Pu , т. е. имеет место воспроиз-во ядерного горючего. В результате последовательного радиац. захвата нейтронов ядрами горючего в реакторе накапливаются высокоактивные, транспурановые изотопы, в осн. не делящиеся на тепловых нейтронах и слабо делящиеся на быстрых.

Табл. 4.

Изотоп	^{23}Na	^{27}Al	^{36}Fe	^{90}Zr	^{91}Zr	^{113}Cd	^{113}Cd	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U
$\sigma_{\text{т}}$, барн	0,5	0,2	2,6	$1 \cdot 10^{-2}$	1,2	2,2	$2 \cdot 10^4$	100	270	2,7

Для тепловых нейтронов характерна значит. разница в сечениях захвата, в т. ч. и для соседних изотопов, связанная со случайной близостью к тому или иному резонансу. Энергетич. зависимость $\sigma_{\text{т}}$ в принципе имеет тот же характер, что и $\sigma_{\text{д}}$ (E) для делящихся во всем диапазоне энергий ядер с резонансной структурой в области малых энергий. Для быстрых нейтронов различие в $\sigma_{\text{т}}$ для разных ядер значительно меньше, чем для тепловых. Резонансная структура энергетич. зависимости здесь практически пол-

ностью сглаживается. Для ми. ядер $\sigma_{\text{т}}$ при энергии нейтронов 1—2 МэВ — порядка 0,1 барна. Для лёгких ядер, а также нек-рых средних и тяжёлых, т. н. магических, $\sigma_{\text{т}}$ на 1—2 порядка ниже. Радиац. захват в материалах активной зоны, отрицательно влияющий на баланс нейтронов, сильнее скрывается в тепловых Я. р.

Процесс упругого рассеяния происходит на всех ядрах и при всех энергиях нейтронов. В результате упругого рассеяния нейтрон изменяет направление движения и теряет часть своей энергии (если она выше тепловой), передавая её ядру отдачи. Сечение упругого рассеяния $\sigma_{\text{у}}$ обычно слабо зависит от энергии нейтрона и приближённо равняется геом. поперечному сечению ядра (порядка неск. барн). Угл. распределение нейтронов после рассеяния (в системе центра масс) в большинстве случаев изотропно; лишь на тяжёлых ядрах для быстрых нейтронов имеет место нек-рая анизотропия с преимуществ. рассеянием вперёд. Эффект упругого рассеяния непосредственно не влияет на баланс нейтронов, но косвенно скрывается на протекании цепной реакции, т. к. уменьшение энергии нейтронов в общем случае изменяет соотношение между вероятностью вызвать деление и вероятностью захватиться, кроме того, «запутывание» нейтрона в среде уменьшает вероятность его потери из-за вылета наружу. Ср. потерю энергии нейтроном при одном соударении удобно характеризовать среднелогарифмич. декрементом

$$\xi = \ln(E_1/E_2),$$

где E_1 и E_2 — энергии нейтрона до и после соударения соответственно. Для ядер с атомным весом $A > 10$ при изотропном рассеянии

$$\xi \approx \frac{2}{A+2/3}.$$

Качество замедлителя можно характеризовать ср. кол-вом столкновений P , к-рос требуется, чтобы нейтрон деления сделался тепловым:

$$P = \frac{1}{\xi} \ln \frac{2 \cdot 10^6}{0,025} \approx \frac{18,2}{\xi}.$$

В табл. 5 приведены значения P для применяемых замедлителей и нек-рых др. веществ.

Табл. 5.

Вещество	H_2O	D_2O	Ве	C	Na	Fe	Zr
P	19	35	86	114	213	510	816

Процесс неупругого рассеяния состоит в том, что нейтрон в общем случае теряет значит. часть своей энергии, к-рая идёт на возбуждение ядра, а затем излучается в виде γ -квантов. Часть энергии, как и в случае упругого рассеяния, передается ядру отдачи. Энергетич. порог процесса определяется первым уровнем возбуждения ядра, ниже к-рого неупругое рассеяние невозможно. В табл. 6 приводятся значения первого уровня \mathcal{E} для нек-рых ядер.

Табл. 6.

Изотоп	^{23}Na	^{27}Al	^{56}Fe	^{90}Zr	^{113}Cd	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
\mathcal{E} , МэВ	0,4	0,8	0,8	1,77	0,6	0,07	0,045	0,08

Сечение неупругого рассеяния $\sigma_{\text{н}}$ сначала растёт с ростом энергии падающего нейтрона выше порога, затем выходит на плато, достигая величин порядка геом. поперечного сечения ядра. Наиб. вклад в смещение нейтронного спектра за счёт неупругого рассеяния дают тяжёлые ядра, включая ^{238}U и ^{232}Th . Для к-рых $\sigma_{\text{н}}$ велико, а порог реакции низок. Для ядер ^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U $\sigma_{\text{н}}$ мало из-за большой конкуренции реакции деления. Полное сечение

взаимодействия нейтронов с ядрами равно сумме парциальных сечений: $\sigma = \sigma_f + \sigma_s + \sigma_a + \sigma_{tr}$.

Для описания поведения совокупности нейтронов в среде вводятся след. величины: плотн. нейтронов n (число нейтронов в единице объёма) и поток нейтронов Φ (число нейтронов, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную направлению их движения, в единицу времени). Величины n и Φ могут статистич. характер, однако они обычно достаточно велики, чтобы можно было пренебречь относит. флуктуациями и считать их равными ср. значениям. Полное число взаимодействий нейтронов с ядрами в единице объёма среды в единицу времени равно $N\sigma\Phi$ (N — концентрация ядер).

Ср. длина пробега нейтрона до соударения с ядром $\lambda = (N\sigma)^{-1}$. Длина пробега до взаимодействия того или иного рода определяется соответствующим парциальным сечением. Длина пробега до рассеяния, в частности, $\lambda_s = (N\sigma_s)^{-1}$. Величина λ для реакторных сред — порядка неск. см. В общем случае ср. расстояние, проходимое движущимися в данном направлении нейтроном в рассеивающей среде, выражается транспортной длиной $\lambda_{tr} = \lambda_s(1 - \cos\theta)$, где $\cos\theta$ — ср. косинус угла рассеяния в лаб. системе. Если рассеяние изотропно, то $\lambda_{tr} = \lambda_s$. При преимуществ. рассеянии вперёд $\lambda_{tr} > \lambda_s$. Величина ξ/λ_{tr} , наз. замедляющей способностью среды, характеризует ср. потерю энергии нейтроном на единице длины пути (см. *Замедление нейтронов*).

Многокомпонентная среда может быть однородной или гетерогенной. В однородной среде сечения отд. компонент аддитивны и общее сечение взаимодействия $\sigma = \sum \alpha_i \sigma_i$, где α_i — доля ядерной плотности i -той компоненты; сумма берётся по всем компонентам. Условие однородности: $r \ll \lambda$, где r — размер участков различающихся по составу компонент. Отсутствие аддитивности в гетерогенной среде связано с возникновением локальных неоднородностей нейтронного потока. Т. к. в общем случае $\lambda = \lambda(E)$, то для одних нейтронов, напр. быстрых, среда может быть однородной, а для других, тепловых, — гетерогенной.

Размножение нейтронов. Возможность осуществления цепной реакции деления и её параметры определяются ядерно-физ. свойствами среды и геометрией (размерами, формой) системы. Влияние свойств среды можно изучать независимо, введя представление о бесконечной (бесконечной протяжённой) среде. Осн. параметром в этом случае является K_∞ — коэф. размножения нейтронов для бесконечной среды, равный отношению кол-ва нейтронов одного поколения к предыдущему. При этом подразумевается, что нейтроны данного поколения исчезают как при поглощении с последующим делением ядра, так и в результате радиац. захвата. Вторичные нейтроны деления относятся к след. поколению. Время жизни нейтронов одного поколения весьма мало (10^{-3} — 10^{-2} с в тепловых Я. р. и до 10^{-8} с в быстрых), поэтому потерей нейтронов за счёт его собственного β -распада (время жизни ~ 15 мин) можно пренебречь. В однородной среде в общем случае

$$K_\infty = \frac{\sum \nu_i \sigma_{fi} \alpha_i}{\sum (\sigma_{fi} + \sigma_{ci}) \alpha_i}$$

В чистом природном уране, где неупругое рассеяние быстро снижает энергию нейтронов ниже порога деления ^{238}U , радиац. захват настолько превалирует, что K_∞ оказывается существенно меньше единицы и цепная реакция невозможна. Для её осуществления нужно либо повысить содержание изотопа ^{235}U (до 10% и более), либо изменить спектр нейтронов с помощью замедлителя. В обоих случаях цепная реакция в осн. будет происходить на ^{235}U . Для смеси урана с замедлителем упрощённый расчёт K_∞ основывается на том, что прослеживается вся «судьба» нейтрона, начиная от его образования в виде быстрого, далее в процесс замедления вплоть до поглощения, с определением необходимых параметров для каж-

дого этапа в отдельности. В результате получается известная ф-ла четырёх множителей:

$$K_\infty = \eta \epsilon f \beta \theta$$

Величина η определяет ср. кол-во вторичных нейтронов, образующихся в результате поглощения в уране одного теплового нейтрона с последующим делением ядра. Второй множитель ϵ определяет вклад в K_∞ эффекта размножения быстрых нейтронов в ^{238}U . Величина f есть вероятность избежать резонансного (радиационного) захвата в ^{238}U в процессе замедления нейтрона; θ — вероятность поглощения теплового нейтрона в уране, а не в замедлителе или др. материалах.

В общем случае в однородной среде существует оптимальное соотношение между концентрациями ядерного топлива и замедлителя, при к-ром K_∞ наибольш. Дальнейшее увеличение K_∞ может быть достигнуто за счёт использования гетерогенной структуры активной зоны. Обычно активная зона представляет собой правильную решётку стержневых ТВЭлов, погружённых в массив замедлителя. Если, напр., в однородной смеси природного урана с графитом K_∞ меньше единицы, то при гетерогенной структуре K_∞ может доходить до 1,1. На природном уране в смеси с обычной водой, к-рая заметн. поглощает тепловые нейтроны, нельзя достигнуть $K_\infty = 1$ ни при какой структуре активной зоны. Водяной замедлитель обязательно требует применения обогащённого урана.

Для точечной среды вводится эфф. коэф. размножения нейтронов K_{eff} , к-рый меньше, чем K_∞ , за счёт утечки нейтронов за пределы активной зоны: $K_{eff} = K_\infty l$, где l — вероятность избежать утечки (для нейтронов данного поколения). Величина l зависит от свойств среды и геометрии системы. С увеличением объёма активной зоны относит. величина поверхности, через к-рую происходит утечка, уменьшается и l растёт. При заданном объёме утечка зависит от формы системы; для сферы — системы с мин. относит. поверхностью — максимална.

При $K_{eff} = 1$ осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Это состояние, а также сама система и её параметры наз. критическими.

Распространение нейтронов в среде. Движение нейтронов в активной среде имеет много общего с хаотич. движением молекулы в газе. Однако макс. концентрация нейтронного газа соответствует вакууму с давлением 10^{-4} мм рт. ст. Это означает, что взаимодействие нейтронов между собой на много порядков ниже, чем с ядрами, и им можно пренебречь. Поэтому у-рия переноса нейтронов являются линейными относительно n и Φ . Пространственное энергетич. распределение нейтронов в точной постановке задачи находится из решения газокинетич. интегродифференциального у-рия Больцмана, получаемого при строгом учёте нейтронного баланса в элементарном объёме среды. Это у-рие можно решать приближёнными численными методами с любой необходимой степенью точности. Во многих имеющих практич. интерес случаях достаточную точность даёт первое приближение метода сферы гармоник, к-рое близко к диффузионному. У-рие диффузии выводится в предположении, что угл. распределение потока нейтронов мало меняется на расстояниях порядка λ . При подведении баланса нейтронов учитываются изменения кол-ва нейтронов в данном объёме за счёт обмена с соседними объёмами, размножения и исчезновения нейтронов при ядерных взаимодействиях, а также возможное образование нейтронов от внутр. источников, не зависящее от величины Φ .

Для стационарных состояний, представляющих наб. практич. интерес, в отсутствие внеш. источников у-рие диффузии в одномерной геометрии имеет вид

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{K_\infty - 1}{\lambda^2} n = 0,$$

для трёхмерной геометрии —

$$\Delta n + \frac{K_\infty - 1}{\lambda^2} n = 0.$$

Величина $\mathcal{L} = \sqrt{\frac{\lambda_{tr}\lambda_c}{3}}$ наз. длиной диффузии и равна ср. расстоянию, к-рое проходит тепловой нейтрон в данном направлении от момента его образования до поглощения. Необходимые граничные условия устанавливаются для каждого конкретного случая. Для тех областей, где $K_{\infty} < 1$, решение одномерной задачи даёт экспонент, зависимость ρ (и Φ) от x , для $K_{\infty} = 1$ — линейную, для $K_{\infty} > 1$ — синусоидальную.

Диффузионное приближение даёт заметную погрешность лишь для участков среды с резко меняющимися свойствами, а также вблизи сосредоточенных источников или поглотителей нейтронов. Само понятие диффузии имеет смысл только для несильно поглощающих сред, когда $\sigma_a \ll \sigma_s$.

Осн. ядерно-физ. параметры существенно зависят от энергии нейтронов, причём зависимости эти различные. Поэтому часто используется многогрупповой подход, в к-ром составляется система урн диффузии для отдельных, примыкающих друг к другу энергетич. интервалов. Для каждого интервала берутся свои параметры, отвечающие соответствующим ср. значениям. Уход нейтронов в др. интервалы за счёт упругого и неупругого рассеяния учитывается как поглощение, приход — как вклад от независимых источников.

Для расчёта тепловых Я. р. многогрупповой подход оказывается громоздким и затруднительным. Можно использовать более простой диффузионно-возрастной метод, в к-ром рассматриваются всего две группы нейтронов: замедляющиеся и тепловые. Распространение замедляющихся нейтронов описывается теорией возраста нейтронов. При этом считается, что энергия нейтронов в процессе упругого замедления изменяется непрерывно (что неприменимо в случае набл. сильных замедлителей, содержащих водород и дейтерий). Из рассмотренного баланса нейтронов в процессе непрерывного замедления следует:

$$\Delta S = \frac{\partial S}{\partial t},$$

где $S = \xi \Phi E / \lambda_s$ — плотн. замедления (число нейтронов в единичном объёме, пересекающих уровень энергии E в единицу времени). Величина

$$\tau = \frac{\mathcal{L}^2}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}$$

наз. возрастом нейтронов, связана с временем замедления от нач. энергии E_0 до E (хотя сама и не имеет размерности времени). Ср. расстояние, на к-рое уходит нейтрон в данном направлении в процессе замедления (от энергии деления до тепловой), наз. длиной замедл. $\mathcal{L}_m = \sqrt{6\tau_0}$ (τ_0 — возраст теплового нейтрона). В табл. 7 приводятся значения длин замедления и диффузии для применяемых замедлителей.

Табл. 7.

Вещество	H ₂ O	D ₂ O	Be	C
\mathcal{L}_m , см	5,7	11,0	9,9	18,7
\mathcal{L} , см	2,9	100	24	50

Из-за утечки наружу нейтронов спадает по направлению к границам активной зоны Я. р. В результате возникает неоднородность тепловыделения, характеризующаяся коэф. неравномерности, равным отношению макс. плотности тепловыделения к средней (в целом по объёму активной зоны). С целью выравнивания тепловыделения применяют топливо разл. обогащения, повышая его к краям. Там, где важно иметь одинаковую темп-ру на выходе, прибегают к профилированию потока теплоносителя, уменьшая его к периферии.

Кинетика и управление Я. р. При решении стационарных задач реакторной физики в большинстве случаев можно исходить из того, что пространственное распределение нейтронов практически не меняется со временем и, следовательно, временную зависимость мощности можно находить для реактора в целом (точечная модель Я. р.). Осн. параметром, определяющим ход мощности, служит реактивность

$$\rho = \frac{K_{eff} - 1}{K_{eff}}$$

При $\rho = 0$ состояние стационарно. Каждому значению ρ отвечает определ. скорость изменения мощности с характерным временем T (т. н. периодом реактора), устанавливающаяся после иск-ного переходного этапа. При $\rho < 0$ мощность снижается, при $\rho > 0$ — растёт.

Если $|\rho| \ll \beta$, то период реактора определяется практически только запаздывающими нейтронами и оказывается достаточно большим, чтобы обеспечить удобное и безопасное регулирование цепной реакции. С увеличением положит. реактивности период реактора быстро уменьшается. При $\rho > \beta$ период реактора почти полностью определяется временем жизни мгновенных нейтронов T_0 и уже не зависит от временных параметров запаздывающих нейтронов:

$$T \approx \frac{T_0}{\rho - \beta}$$

Если ρ заметно превосходит β , то будет иметь место недопустимо быстрый (аварийный) разгон Я. р. на мгновенных нейтронах.

В процессе работы Я. р. происходят внутр. изменения реактивности — относительно быстрые, связанные с изменением темп-ры Я. р. в переходных режимах, и сравнительно медленные, обусловленные изменением состава активной зоны за счёт выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Температурный эффект реактивности определяется разл. влиянием темп-ры на вероятности элементарных процессов (деление, захват нейтронов) и, как следствие, на величину K_{∞} , а также изменением утечки нейтронов из-за термич. деформации компонент и всей активной зоны в целом. Количественно этот эффект характеризуется мощностным коэф. реактивности, к-рый равен изменению реактивности при изменении мощности на единицу, а также температурным коэф. реактивности, равным отношению изменения реактивности к темп-ре теплоносителя (при пост. мощности).

Из-за конечных теплопроводности и теплоёмкости изменения темп-ры в разных частях и элементах активной зоны происходят с разной скоростью. Соответственно коэффициенты реактивности состоят из компонент в общем случае разл. величины, а также знака, с разными периодами установления. Наиб. быстрой компонентой обусловлена нагреванием топлива, при к-ром за счёт т. н. доплеровского уширения резонансов происходит перераспределение парциальных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами реакторных материалов. Значения коэффициентов реактивности изменяются с мощностью, а также в процессе выгорания горючего. Порядок величины асимптотич. коэффициентов реактивности: мощностного — 10^{-5} МВт⁻¹, температурного — 10^{-5} К⁻¹.

Влияние темп-ры и мощности на реактивность означает наличие в Я. р. внутр. обратной связи. В большинстве случаев эта обратная связь отрицательная, что способствует стабильности Я. р. в аварийных ситуациях, в т. ч. при выходе системы управления из строя. На величину этой обратной связи можно влиять соответствующими конструктивными мерами. Правила ядерной безопасности устанавливают жёсткие требования к параметрам внутр. устойчивости Я. р.

Связанные с накоплением осколков эффекты влияния на реактивность — отравление и шлакование. Отравление имеет место только в тепловых Я. р. и обусловлено в первую очередь образованием ¹³⁵Xe (с выходом 6—7% на акт

деления), обладающего колоссальным сечением поглощения тепловых нейтронов— $2,7 \cdot 10^6$ барн. Исчезает ^{135}Xe как за счёт β -распада (с периодом 9,2 ч), так и из-за выгорания—превращения при захвате нейтрона в слабопоглощающий ^{136}Xe . При большой мощности, отвечающей потоку 10^{13} нейтрон/см 2 ·с и выше, второй эффект становится преобладающим. После остановки Я. р. кол-во ^{135}Xe растёт, т. е. продолжается β -распад его предшественника— ^{135}I (с периодом 6,7 ч), а выгорание отсутствует, до тех пор пока не установится равновесие с его собственным β -распадом. Связанное с этим временное снижение реактивности после остановки теплового Я. р. носит изв. и одной и ямы. Более слабый эффект—отравление ^{149}Sm , сечение поглощения тепловых нейтронов для к-рого составляет $5,3 \cdot 10^4$ барн. Потеря реактивности за счёт накопления других, слабопоглощающих нейтронов осколков—шлакование—практически не зависит от уровня мощности и пропорц. достигнутой степени выгорания топлива. В быстрых Я. р., где нет сильных поглотителей нейтронов, отравление отсутствует, а шлакование относительно мало.

Система управления и защиты Я. р. (СУЗ) включает в себя след. подсистемы: оперативного регулирования, управляющую относительно небольшой (десятые доли β) пологит, и отрицат. реактивностью, достаточной для обеспечения необходимых переходных режимов; подсистему аварийной защиты, быстро выводящую по сигналу о выходе технол. параметров за допустимые пределы большую (неск. β) отрицат. реактивность и останавливающую цепную реакцию; подсистему компенсации, сравнительно медленно вводящую пологит. реактивность для компенсации её снижения как за счёт температурных эффектов, так и из-за выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Изменение реактивности в нужную сторону осуществляется движением регулирующих стержней по показанным следящих за мощностью ионизат. камер и др. технол. датчиков. Управление Я. р. может осуществляться в автоматич. и ручном режимах.

СУЗ—система высокого класса, обеспечивающая безопасное управление Я. р. в нормальных и регламентных аварийных ситуациях за счёт надлежщей внешней обратной связи.

Лит.: Вейберг А., Вигнер Е., Физическая теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1961; Крамерова А. Я., Шевелев Я. В., Инженерные расчеты ядерных реакторов, М., 1964; Бать Г. А., Коченов А. С., Кабапов Л. П., Исследовательские ядерные реакторы, М., 1972; Белл Д., Гесстон С., Теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1974. *О. Д. Казичковский.*

ЯДЕРНЫХ АССОЦИАЦИЙ МОДЕЛЬ—см. *Нуклонных ассоциаций модель.*

ЯДРА ГАЛАКТИК—компактные сгущения вещества в центр. областях мн. галактик. Они включают в себя всё вещество, сконцентрированное во внутр. областях галактик,—звёзды, газ, пыль, магн. поля, космич. лучи и т. д. По светимости, размеру, массе, морфологии и звёздному составу Я. г. столь же разнообразны, как и сами галактики. В нек-рых Я. г. наблюдаются бурные нестационарные процессы: вспышки звездообразования, выбросы, истечение вещества, быстрая переменность блеска, нестеповое излучение. В тех случаях, когда ядро представляет собой относительно «спокойный» объект, наблюдаемый как звёздное скопление достаточной правильной формы (напр., эллипсоид), его наз. нормальным (обычным). Если же ядро имеет необычную структуру, цвет, аномально высокую светимость или др. особенности, то его наз. пекулярным (особым). Из пекулярных Я. г. наибольший интерес представляют активные Я. г., светимость к-рых может на неск. порядков превосходить светимость окружающей галактики (см. *Объекты с активными ядрами*). У нек-рых галактик, напр. у Большого и Малого Магеллановых Облаков, вообще нет ядер. Отсутствие ядер, по-видимому, типично для т. н. неправильных галактик с относительно небольшой массой, у к-рых нет заметной концентрации вещества к центру.

Нормальные Я. г. Наиболее отчётливо Я. г. выделяются у спиральных галактик, сферoidalная составляющая к-рых представляет собой ряд вложенных друг в друга подсистем возрастающей плотности. Наиб. обшпрной и разреженной из них является корона; её размер может существенно превосходить размеры галактики. Далее идёт звёздное гало—разреженная сферoidalная подсистема с характерными размерами порядка видимых размеров галактики. Внутри гало расположено более плотный балдж (выступ), хорошо видимый на фотографиях галактик и имеющий размеры порядка неск. килопарсек. В балджах ряда близких галактик найдена ещё более плотная подсистема—ядро, радиус к-рого обычно составляет неск. сотен парсек. Внутри ядра у неск. ближайших галактик обнаружены очень плотное центр. звёздное скопление с размерами всего лишь неск. парсек—«компактное ядро», или «кern», иногда просто «ядро» (общепринятого термина нет). Каждая последующая подсистема выделяется на фоне предыдущей градиентом яркости. Следует отметить, что термин «Я. г.» не является окончательно устоявшимся. Иногда Я. г. называют балджи, особенно при описании далёких галактик, внутр. структура к-рых неразрешима. В случае галактик с активными ядрами Я. г. называют звездоподобный центр. источник.

Наиб. эффективным способом исследования внутр. областей галактик является анализ кривых вращения (см. *Вращение галактик*). Кривая вращения даёт информацию о распределении вещества по радиусу галактики и о характере его вращения. У нек-рых близких галактик с развитым балджем на кривой вращения найдены один или два локальных пика (рис. 1), свидетельствующих о том, что

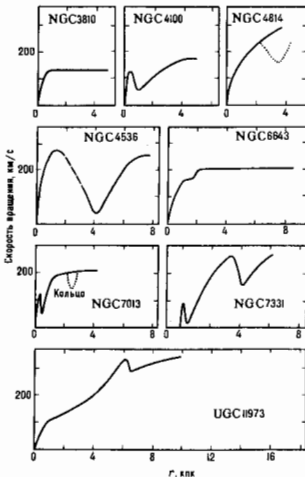


Рис. 1. Кривые вращения нескольких спиральных галактик с развитым балджем.

ядро и балдж являются, скорее всего, динамически выделенными подсистемами. Обычно кривая вращения указывает на твердотельный характер вращения этих подсистем (участки линейного роста скорости). Аналогичные кривые, построенные для самых внутренних областей, свидетельствуют о том, что kernы вращаются твердотельно и независимо от прилегающих областей ядра. Не у всех близких галактик обнаружены ярко выраженные ядра и kernы.

В ряде случаев ядро представляет собой не выделенное, продолжение балджа и динамически никак не выделено. Типичные параметры Я.г. для к-рых были построены кривые вращения: масса $\sim 10^3 M_{\odot}$ (M_{\odot} — масса Солнца), радиус ≈ 200 —400 пк, макс. скорость вращения ≈ 100 —150 км/с.

Ядро ближайшей массивной спиральной галактики M31 имеет форму эллипсоида (рис. 2), большая полуось

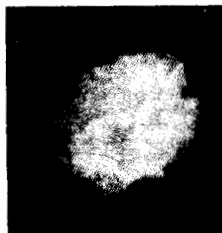


Рис. 2. Фотография ядра галактики M31.

≈ 400 пк, масса $\sim 10^9 M_{\odot}$. Внутри ядра найден эллипсоидальный быстровращающийся керн, к-рый выделяется на фоне ядра градиентом яркости (рис. 3). Керн похож на шаровое скопление, но на 2—3 порядка плотнее и массивнее. Масса керна $\sim (10^7$ — $10^8) M_{\odot}$ (разброс обусловлен неоднозначностью выбора массы — светимости зависимости для входящих в его состав звёзд), характерные размеры эллипсоида $5,4 \times 9,4$ пк. Скорость вращения приблизительно линейно возрастает от нуля до 87 км/с на расстоянии 6,5 пк, а затем падает почти до нуля на расстоянии 15 пк. В ядре M31 обнаружены так же и ядра.

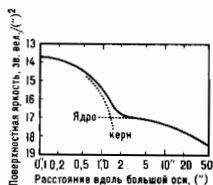


Рис. 3. Фотометрический профиль галактики M31.

Распределение звёзд в центре Галактики аналогично M31. Выделяют ядро и керн, к-рые по своим параметрам близки к соответствующим подсистемам в M31. В ядре Галактики обнаружено много газа, б.ч. к-рого сосредоточена в молекулярном диске радиусом ≈ 700 пк. Имеются газопылевые комплексы, источники ИК-излучения, зоны HII. Всё это свидетельствует о происходящем в ядре процессе звездообразования (см. *Галактический центр*). Вблизи динамики центра Галактики плотность звёзд возрастает с уменьшением расстояния от центра (вплоть до расстояний $\sim 10^{-2}$ пк). Это, по-видимому, говорит о том, что в центре керна Галактики имеется очень компактный сверхмассивный объект (возможно, чёрная дыра) массой $\sim 10^6 M_{\odot}$. Исследование динамики центр. областей нек-рых ближайших галактик (напр., M31, M32, M87) также указывает на возможность существования в них компактного массивного тела.

В спиральной галактике M33, находящейся на таком же расстоянии, что и M31, ядро представляет собой не эллипсоид, а тонкий диск, густо населённый голубыми звёздами-гигантами и облаками пыли. Диаметр ядра ≈ 250 пк. По звездному составу и морфологии ядро M33 резко отличается от ядер др. спиральных галактик. Имеется керн с характерным радиусом $\approx 4,9$ пк и массой $\approx 6 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Возможно, дисковая форма ядра типична для галактик с повышенной скоростью звездообразования в центре.

областях. Но исключено, что ядра этих галактик имеют нормальную эллипсоидальную форму, а диск просто более яркое из-за присутствия в нём молодых массивных звёзд.

Распределение концентрации звёзд в эллиптич. галактиках более плавное, чем в спиральных (без скачков), и под ядром обычно подразумевается внутренняя, самая плотная часть галактики. Наб. подробно изучено ядро массивной эллиптич. галактики M87, в центре к-рой обнаружен пик плотности с распределением звёзд, сильно отличающимся от распределения звёзд в окружающей галактике. Возможное объяснение этого пика — присутствие в центре галактики сверхмассивной чёрной дыры массой $\approx 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Исследование ближайших эллиптич. галактик показало, что у двух из них — M32 и NGC205, являющихся спутниками галактики M31, имеются плотные быстровращающиеся керны. Масса керна в M32 составляет (6—8) $\cdot 10^6 M_{\odot}$, характерный радиус ≈ 17 пк.

Нормальные ядра эллиптич. галактик, так же, как и ядра спиральных галактик, часто проявляют признаки слабой активности. Так, многие из них являются слабыми источниками радиоизлучения; в M87 наблюдается выброс, аналогичный выбросам из радиогалактик и квазаров, но меньшей мощности.

Пекулярные Я.г. Часть галактик (примерно 10% от полного их числа) имеет пекулярные ядра. Следует отметить, что границы между пекулярными и нормальными Я.г. часто условны: подробно изучение ядер близких галактик показало, что они, как правило, обладают тем или иным видом пекулярности. Из ряда видов пекулярности Я.г. можно выделить следующие:

1) ядро очень маленькое и имеет аномально высокую светимость в к.-л. диапазоне длин волн, спектр излучения нетепловой; линии в спектре очень широкие, что свидетельствует о движении газа с высокими скоростями. Такие ядра выделяют в отдельный класс — активных Я.г.;

2) ядро характеризуется аномально голубым цветом. В спектре присутствуют яркие, сравнительно узкие эмиссионные линии. В этих ядрах, по-видимому, протекают процессы активного звездообразования, имеется много молодых горячих звёзд и газа. Из-за удалённости мн. галактик такого типа трудно судить о характерном размере излучающей области;

3) ядерная область состоит из «горячих пятен». В центре нек-рых галактик, преим. типов SAB и SB (галактики с перемычкой — баром), наблюдаются клочковатое кольцо (или спираль), в центре к-рого находится малое ядро. Клочковатость, наличие ярких линий в спектре и его характер свидетельствуют о том, что ядерная область представляет собой плоское образование, состоящее из молодых звёзд и богатое газом. Это целая галактика, по в миниатюре, возникшая в балдже другой;

4) двойные и кратные ядра. Галактик с такими ядрами известно не очень много, ~ 100 . Нек-рые из них, возможно, являются результатом слияния галактик.

Часто отмечают и др. виды пекулярности, напр. выделяют в отд. класс галактики с выбросами из ядра.

Галактики с активными ядрами составляют неск. процентов от полного числа галактик. Наб. многочисленным подклассом галактик с активными ядрами являются *сейфертовские галактики* (СГ). Однако даже ближайшие СГ находятся от нас так далеко, что исследование внутр. структуры ядра оказывается затруднительным. Исследование же внеш. областей показало, что СГ, в отличие от нормальных спиральных галактик того же морфологич. типа, имеют, как правило, более мощный балдж. Это позволяет предположить, что в ядрах СГ имеются более массивные и компактные керны, чем в ядрах нормальных галактик. Внеш. области др. типов галактик с активными ядрами, напр. радиогалактик и квазаров, изучены хуже.

Из ряда признаков активности Я.г. наиб. существенным с точки зрения построения моделей является выделение огромной энергии 10^{43} — 10^{48} эрг/с в области с малыми характерными размерами 10^{14} — 10^{15} см (соответствующим характерному времени переменности 1—10 ч). Наиб. приемлемой моделью, объясняющей этот фено-

мен, а также ряд др. признаков активности, по-видимому, явл. модель аккрецирующей (см. *Аккреция*) массивной черной дыры (ЧД). Эта модель привлекательна также тем, что ЧД устойчива и может существовать неограниченно долгое время (в отличие от сверхмассивной звезды, время жизни к-рой до потери устойчивости $\sim 10^7 - 10^6$ лет). Если предположить, что излучающий газ гравитационно связан с ЧД, то с учётом *вириала теоремы* (при ряде модельных предположений) по доплеровскому уширению разреженных линий можно грубо определить массу ЧД.

В модели активного Я.г. как аккрецирующей ЧД важным вопросом является вопрос об образовании ЧД и об источниках аккрецирующего газа. Наиб. привлекательной представляется модель, в к-рой и массивная ЧД и газ образуются из керн. При этом в зависимости от параметров керн (массы и радиуса) доминирующим является один из двух механизмов его разрушения: приливное разрушение звезд в поле ЧД либо разрушение звезд при их фрз. столкновении. Последний механизм оказывается эффективней в самых плотных и массивных ядрах. В этой модели предполагается, что активность возникает не во всех галактиках, а только в тех из них, к-рые имеют мощную сферoidalную составляющую с повыш. концентрацией звезд к центру и как следствие — массивный керн. Если предположить, что в ядрах СГ (имеющих красное смещение $z \approx 0$) осн. роль в «подпитке» ЧД играют звезды керн, то можно грубо оценить его массу по известной светимости ядра и времени его разрушения ($\sim 10^{10}$ лет).

Во мн. моделях активных Я.г. предполагается, что подпитка ЧД осуществляется за счёт газа, терпяемого звездами ядра, балджа или всей галактики. Иногда предполагают, что газ стекает с соседней галактики при взаимодействии галактик. В этих моделях важной проблемой является проблема потери угл. момента стекающим газом. Дело в том, что даже в галактиках с малым угл. моментом газ (без потери момента) должен осесть в диск с радиусом, значительно превышающим радиус керн. Обсуждается механизм потери момента в результате интенсивного звездообразования в галактик. газовом диске, следствием к-рого являются усиленная турбулентность и ускоренное стекание газа к центр. областям галактики. Бароподобные структуры, часто наблюдаемые в Я.г., также, возможно, способствуют переносу газа из диска в ядро.

Происхождение Я.г. Существует ряд гипотез происхождения Я.г. В ранних гипотезах предполагалось, что Я.г. являются центрами формирования галактик. В последнее время преобладает противоположная точка зрения — галактика формируется из единого газов. облака, фрагментирующего на звезды. Звездообразование, по-видимому, происходило постепенно. Часть газа сразу превратилась в звезды, оставшийся газ постепенно охлаждался и сжимался, образовывая всё более плотные подсистемы. К этому первичному газу присоединялся газ, сбрасываемый вновь образовавшимися массивными звездами, к-рые успели проволочитировать (см. *Эволюция звезд*). В этой схеме легко объясняется тот факт, что содержание тяжелых элементов растёт от периферии к центру Галактики. Однако трудности, связанные с потерей угл. момента, остаются и в этой схеме (если только не предположить, что часть вещества $\sim 1\%$ в пернхач. облаке имела предельно малый момент). Скорее всего, схема образования Я.г. более сложна, и эта задача требует дальнейшего решения.

Лит. — Воронцов-Вельяминов Б. А., *Внегалактическая астрономия*, 2 изд., М., 1978; *Физика космоса* (маленькая энциклопедия), под ред. Р. А. Сюняева, 2 изд., М., 1986, с. 766; Иларионов А. Ф., Романова М. М., *Плотное звездное скопление — возможный источник газа в активных ядрах галактик и квазаров*, «Астрономический журнал», 1988, т. 65, с. 62; Афанасьев В. Л. [и др.], *Вращение внутренних областей спиральных галактик*, III, «Астрофизика», 1988, т. 29, с. 155. М. М. Романова.

ЯДРО АТОМНОЕ — центральная массивная часть атома, состоящая из протонов и нейтронов (нуклонов). В Я. а. сосредоточена почти вся масса атома (более 99,95%). Размеры ядер порядка $10^{-13} - 10^{-12}$ см. Ядра имеют положительн. заряд, кратный ас. величине заряда элект-

трона e : $Q = Ze$. Целое число Z совпадает с порядковым номером элемента в *периодической системе элементов*. Я. а. было открыто Э. Резерфордом (Е. Rutherford) в 1911 в опытах по рассеянию α -частиц при прохождении их через вещество.

Состав ядра. Вскоре после открытия нейтрона Дж. Чедвиком (J. Chadwick, 1932), Д. Д. Иваненко и В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) независимо было высказано предположение о том, что Я. а. состоит из протонов (p) и нейтронов (n). Общее число нуклонов в Я. а. наз. массовым числом A , число протонов в ядре равно заряду ядра Z , число нейтронов $N = A - Z$. Ядра с одинаковыми зарядами Z и разным числом нейтронов наз. изотопами, ядра с разными Z и одинаковыми N — изотонами, ядра с одинаковыми A и разными Z и N — изобарами. По совр. представлениям, протон и нейтрон состоят из *кварков* и *глюонов* и Я. а. — сложная система из большого кол-ва кварков, глюонных и мезонных полей, взаимодействующих друг с другом. Последовательное описание Я. а. должно достигаться в рамках *квантовой хромодинамики*. Однако в силу своей сложности эта задача еще не решена.

Составная природа нуклонов проявляется лишь в столкновениях с большой передачей импульса и энергии. При небольших энергиях возбуждения такие столкновения в ядре редки. Поэтому при описании Я. а. и *ядерных реакций*, происходящих при не слишком больших энергиях (≤ 1 ГэВ на нуклон), в первом приближении можно считать, что ядро состоит из вполне определённого числа нуклонов, движущихся с нерелятивистскими скоростями ($n \ll c^2 \sim 0,1$). Кварки «заперты» каждый в своём нуклоне. Нуклоны не теряют своей индивидуальности и обладают примерно такими же свойствами, как и в свободном состоянии (за нек-рыми исключениями, см. ниже). Протонно-нейтронная картина строения Я. а. является приближённой и нарушается при высоких энергиях возбуждения и в процессах с большой передачей импульса и энергии.

В обычных условиях отклонения от протонно-нейтронной модели, связанные с составной природой нуклонов и кварк-глюонной структурой Я. а., несвелики и заключаются в следующем. 1) В результате взаимодействия между нуклонами последние могут существовать в Я. а. не только в основном, но и в возбуждённых состояниях, наз. нуклонными изобарами. Низшим из них по энергии является т. п. Δ -изобара (см. *Резонансы*). Часть времени ($\sim 1\%$) нуклоны в ядре могут пребывать в виде нуклонных изобар. 2) Запрещение кварков в нуклонах не является абсолютным, в ядре могут на короткое время образовываться спутки кварк-глюонной материи (*флуктуции*), состоящие из 6, 9 и т. д. кварков (см. *Кварк-глюонная плазма*). 3) Свойства нуклонов, связанных в ядре, могут отличаться от свойств свободных нуклонов. Как показывают эксперименты по глубоко неупругому рассеянию (см. *Глубоко неупругие процессы лептонов* на ядрах, структурные функции нуклонов в ядре, характеристические распределение кварков по импульсам в нуклоне, отличающиеся от структурных функций свободных нуклонов (эффект EMC — Европейской Мюонной Коллаборации, ЦЕРН, 1982). Одно из возможных объяснений эффекта EMC основано на гипотезе об увеличении радиуса нуклона в ядре по сравнению со свободным нуклоном. 4) В ядрах периодически на время $10^{-23} - 10^{-24}$ с появляются (виртуальные) мезоны, в т. ч. *пи-мезоны*. Исследование ненуклонных степеней свободы ядра — осн. предмет совр. исследований в *релятивистской ядерной физике*.

Ядерные силы. Нуклоны являются *адронами*, т. е. принадлежат к числу частиц, испытывающих сильное взаимодействие. Взаимодействие между нуклонами, удерживающее их в ядре, т. е. *ядерные силы*, возникает в результате взаимодействия между составными частями (кварки, глюоны), к-рые образуют нуклоны. Теория ядерных сил на основе кварковых представлений находится в стадии становления и пока не завершена.

Традиционная мезонная теория ядерных сил основана на идее, предложенной в 1935 г. Ю. Юкавой (H. Yukawa). Согласно мезонной теории, взаимодействие между нуклонами

осуществляется нутром обмена мезонами. Ядерные силы характеризуются радиусом действия; он определяется *комптоновской длиной волны мезонов*, к-рыми обмениваются нуклоны, $\lambda_c = \hbar/mc$, где m — масса мезона. Наиб. радиус действия имеет силы притяжения, обусловленные обменом π -мезонами. Для них $\lambda_c = 1,41$ Фм ($1 \text{ Фм} = 10^{-13}$ см). Это соответствует расстоянию между нуклонами в ядрах. Обмен более тяжёлыми мезонами (ρ , ω и др.) оказывает влияние на взаимодействие между нуклонами на меньших расстояниях, вызывая, в частности, отталкивание между ними на расстояниях $\leq 0,4$ Фм.

Размеры ядер зависят от числа нуклонов в ядре и изменяются в пределах от 10^{-13} до 10^{-12} см. Эксперим. данные показывают, что ср. плотность нуклонов (число нуклонов в единице объёма) почти одинакова во всех ядрах с $A \geq 20$. Это означает, что объём ядра пропорционален A , а его радиус R пропорционален $A^{1/3}$:

$$R = aA^{1/3}, \quad (1)$$

где постоянная a близка к радиусу действия ядерных сил. Различают зарядовый радиус ядра, т. е. ср. радиус распределения протонов в ядре, и радиус распределения ядерного вещества (радиус распределения нуклонов независимо от их сорта). Первый измеряется в экспериментах с *электромагнитным взаимодействием* (рассеяние электронов высоких энергий на ядрах, исследование уровней *моонных атомов*), что даёт значение $a = 1,12$ Фм; второй — в ядерных реакциях с участием адронов (рассеяние нуклонов, α -частиц, взаимодействие π - и K -мезонов с ядрами и др.). При этом получают несколько большее значение $a = 1,2 - 1,4$ Фм. Ср. плотность ядерного вещества очень велика и составляет $\sim 10^{14}$ г/см³.

Эксперименты по рассеянию быстрых электронов на ядрах позволили не только определить ср. размеры ядра, но и детально исследовать распределение заряда $\rho(r)$ в ядре. Эксперим. результаты лучше согласуются не с однородным распределением заряда в ядре, а с т. н. фермиевским распределением:

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + e^{r - R_0/b}), \quad (2)$$

где $R_0 = 1,1 A^{1/3}$ Фм. Это распределение показывает, что плотность заряда почти постоянна во внутр. области ($r < R_0$) тяжёлого или ср. ядра и экспоненциально падает за её пределами. Параметр $b = 0,5$ Фм характеризует «размытость» поверхности ядра: он почти одинаков для всех ядер и означает, что «толщина» ядерной поверхности (интервал, на к-ром плотность заряда убывает от 90% до 10% значения $\rho_0 = 0,17$ нуклон/Фм³) составляет 2,2 Фм.

Ф-лы (1,2) описывают зависимость радиуса ядра R и плотности заряда $\rho(r)$ от A в среднем и не учитывают индивидуальных особенностей строения ядра. Последние могут привести к нерегулярностям в изменении R . В частности, из измерений *изотопических сдвигов* энергий атомных уровней следует, что иногда радиус ядра может даже уменьшаться при добавлении двух нейтронов (напр., радиус ядра ⁴⁸Ca меньше радиуса ⁴⁶Ca). Измерение изотопич. сдвигов уровней атомов и мезоатомов дало возможность оценить изменение радиуса ядра в возбуждённом состоянии. Как правило, по мере возбуждения ядра его радиус увеличивается, но незначительно (доли %). Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что распределения протонов и нейтронов в ядре практически одинаковы. Но в тяжёлых ядрах из-за больших кулоновских сил и связанного с ними избытка нейтронов радиус распределения нейтронов может немного превышать радиус распределения заряда (нейтронное гало). Подобное гало может возникать также в лёгких ядрах, перегруженных нейтронами (¹¹Li).

Энергия связи и масса ядра. Энергией связи ядра $\epsilon_{св}$ наз. энергия, к-рую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отд. нуклоны. Она равна умноженной на c^2 разности суммарной массы всех нуклонов, входящих в состав ядра, и массы M самого ядра:

$$\epsilon_{св} = c^2(Zm_p + Nm_n - M). \quad (3)$$

Здесь m_p , m_n — массы протона и нейтрона. Энергия связи ядра примерно пропорц. числу нуклонов в ядре, а уд. энергия связи $\epsilon_{св}/A$ почти постоянна (для большинства ядер $\epsilon_{св}/A \sim 6 - 8$ МэВ). Это свойство, называемое насыщением ядерных сил, означает, что нуклон в ядре эффективно взаимодействует не со всеми нуклонами ядра, а только с нек-рым ограниченным их числом (в противном случае уд. энергия связи была бы пропорц. A).

Постоянство плотности и уд. энергии связи ядра приближает свойства ядра со свойствами жидкости. Это сходство легко в основу модели ядра как жидкой капли (*капельная модель ядра*), исходя из к-рой К. Ф. фон Вайцеккер (С. Ф. von Weizsäcker) в 1935 предложил полумпирич. ф-лу (*Вайцеккера формула*) для энергии связи ядра:

$$\epsilon_{св} = b_1 A - b_2 A^{2/3} - b_3 Z^2 A^{-1/3} - b_4 \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(A, Z) A^{-3/4}. \quad (4)$$

Здесь первый член описывает объёмную энергию «капли», второй — характеризует ослабление связи для нуклонов, находящихся на поверхности ядра, третий член описывает вклад кулоновской энергии капли радиусом $R \sim A^{1/3}$ и зарядом Z . Четвёртый член (т. н. энергия симметрии) не имеет класич. аналога и отражает тот факт, что притяжение между нуклонами разного сорта в ср. сильнее, чем для одинаковых нуклонов. Это вместе с *Паули принципом* делает энергетически невыгодным значит. отклонение N от Z . Пятый член наз. энергией спаривания:

$$\delta = \begin{cases} 33,57 \text{ МэВ,} & \text{для чётных } N \text{ и } Z; \\ 0, & \text{для нечётных } A; \\ -33,57 \text{ МэВ,} & \text{для нечётных } N \text{ и } Z. \end{cases}$$

Он воспроизводит опытный факт, что чётно-чётные ядра (Z и N чётные) связаны сильнее, чем соседние чётно-нечётные, а последние, в свою очередь, более устойчивы, чем нечётно-нечётные ядра.

Совр. значения параметров ф-лы Вайцеккера: $b_1 = 15,75$ МэВ, $b_2 = 17,8$ МэВ, $b_3 = 0,71$ МэВ, $b_4 = 23,7$ МэВ. Ф-ла (4) в ср. хорошо описывает энергии связи ядер, ограничивая значением $Z^2/A \sim 46$ область существования ядер, устойчивых по отношению к делению. Однако она не учитывает индивидуальных особенностей оболочечной структуры ядра. Эти эффекты можно учесть методом оболочечной поправки Струтинского, предсказывающим возможность существования т. н. островов стабильности и сверхтяжёлых ядер при $Z \sim 114$ (см. *Трансуроновые элементы*).

Квантовые характеристики ядерных уровней. Я. а. при энергиях ниже порога распада (с исчислением нуклона, α -частицы и т. н.) может находиться только в дискретных состояниях с определ. энергией, характеризующихся набором квантовых чисел, задающих значения сохраняющихся величин (интегралов движения) в этих состояниях. Выше порога распада ядра дискретные состояния становятся неstationарными и проявляются в ядерных реакциях как резонансы конечной ширины.

Наиб. важными характеристиками ядерных состояний являются спин ядра (или момент кол-ва движения, называемый также угловым моментом ядра) I и чётность $\pi = \pm 1$. Спин I измеряется в единицах \hbar и принимает полуцелые значения ($I = 1/2, 3/2, \dots$) у нечётных ядер и целочисленные значения ($I = 0, 1, 2, \dots$) у чётных ядер. Чётность π указывает на симметрию волновой ф-ции ψ ядерного состояния относительно зеркального отражения пространства P (см. *Пространственная инверсия*): $P\psi = \pi\psi$. В связи с этим для ядерных состояний указывают общепринятую характеристику I^π . Эмпирически установлено, что осн. состояния чётно-чётных ядер имеют характеристику 0^+ . Спин и чётности нечётных ядер, как правило, объясняются моделью оболочек (см. ниже). Строго говоря, чётность не является точным квантовым числом, поскольку она не сохраняется при *слабом взаимодействии*. За счёт сил *электрослабого взаимодействия* между нуклонами происходит смешивание состояний с одним и тем же спином I и противоположными чётностями. Однако вследствие малости сил, нарушающих чётность, указанное смешивание мало

и им можно пренебречь при рассмотрении спектров ядерных уровней, разнообразных ядерных реакций и переходов, за исключением процессов, направленных специально на изучение явления *несохранения чётности в ядрах*.

Ещё одной важной, хотя и приближённой ядерной характеристикой является *изотопический спин* (или изобарический спин) T , к-рый складывается из изоспина отн. нуклонов но тем же правилам, что и обычный спин. Сохранение этой величины связано с *изотопической инвариантностью* ядерных сил, к-рая состоит в том, что ядерные взаимодействия между двумя нуклонами в одинаковых пространствах и спиновых состояниях не зависят от сорта нуклонов, т.е. одинаковы в парах pp , pn и nn . Изотопич. спин (изоспин) может принимать значения $T \geq (N-Z)/2$, целые для чётных ядер и полуцелые для нечётных. Подобно обычному спину, он имеет также фиксированную проекцию по одну из осей формального изоспина, пространства $T_z = (A-2Z)/2$. Она связана с зарядом ядра и поэтому является строго сохраняющейся величиной во всех ядерных состояниях. В отличие от этого, изоспин T является приближённым квантовым числом. Нарушение изоспина (т.е. смешивание компонент с разл. значениями T в волновой ф-ции ядерного состояния) обусловлено различием масс протона и нейтрона, а также кулоновским взаимодействием между протонами. В лёгких ядрах с $Z \leq 20$ эти эффекты малы и изоспин T является достаточно точным квантовым числом. В результате ядерные состояния можно характеризовать квантовыми числами T и T_z , а состояния с одинаковыми значениями T , T_z в соседних ядрах-изобарах объединить в изотопич. мультиплет и т.д. Поскольку проекция изоспина принимает значения $T_z = T, T-1, \dots, -T$, то в изотопич. мультиплет входит $2T+1$ уровней.

Опытным путём установлено, что энергия возбуждения ядерного состояния тем выше, чем больше изоспин. Поэтому в осн. состоянии ядра $T = T_z = 0$ и чётно-чётных ядер с $Z = N = 0$. Ядра с $T = 1/2$ и $T_z = \pm 1/2$ образуют изодублет (напр., ^3H — ^3He). Примером изотриплета могут служить осн. состояние 0^+ ($T = 1, T_z = 1$) ядра ^4He , возбуждённое состояние 0^+ ($T = 1, T_z = 0$) ядра ^6Li (энергия возбуждения 3,56 МэВ) и осн. состояние ядра ^6He ($T = 1, T_z = -1$). В ядерной физике принято приписывать нуклону изоспин $T = 1/2$ и значения $T_z = 1/2$ нейтрону, $T_z = -1/2$ протону, в отличие от физики элементарных частиц, где используются противоположные знаки проекций изоспина нуклона. Это сделано из соображений удобства, чтобы значения T_z были положительны для стабильных ядер, у к-рых $N > Z$.

Состояния ядер, входящих в состав одного изотопич. мультиплета, наз. *аналоговыми состояниями*. Вследствие изотопич. инвариантности ядерных сил структура (чисто ядерная) этих состояний одинакова, а все отличия в их свойствах обусловлены эл.-магн. взаимодействием. Напр., энергии связи аналоговых состояний одинаковы с точностью до различия кулоновских энергий в ядрах данного мультиплета. С увеличением Z возрастает роль кулоновского взаимодействия. Поэтому в тяжёлых ядрах точность изоспина как квантового числа уменьшается. Тем не менее следы изоспиновой симметрии проявляются в том, что в разл. ядерных реакциях наблюдаются открытые в 1961 состоянии, нестабильные по отношению к испусканию нуклона, к-рые являются аналогами основного или низших стабильных возбуждённых состояний соседнего ядра с меньшим Z (аналоговые резонансы). Напр., при рассеянии протонов на стабильном ядре A с числами нейтронов и протонов N и Z ($T_0 = T_z = (N-Z)/2$) наблюдаются резонансы, отвечающие образованию *составного ядра* $A+1$ ($Z+1, N$) в возбуждённом состоянии с квантовыми числами $T = T_0 + 1/2$, $T_z = T_0 - 1/2$, входящем в тот же изотопич. мультиплет, что и осн. состояние соседнего ядра $A+1$ ($N+1, Z$), $T = T_0 + 1/2$. Однако эксперименты показали, что аналоговые резонансы имеют тонкую структуру, к-рая свидетельствует о том, что имеет место смешивание аналогового состояния, характеризующего изоспином $T_0 + 1/2$, с др. возбуждёнными состояниями составного ядра, отвечающими изоспину $T = T_0 - 1/2$.

Электрические и магнитные моменты ядер. В каждом из возможных состояний Я, а имеет определ. значения магн. дипольного момента и квадрупольного электрического момента (*Квадрупольный момент ядра*). Статич. магн. момент может быть отлчен от 0 только в том случае, когда спин ядерного состояния $I \neq 0$, а статич. квадрупольный момент может иметь ненулевое значение лишь при $I > 1/2$. Ядерное состояние с определ. чётностью не может иметь отлчного от нуля электрич. дипольного момента ($E1$), а также др. электрич. моментов E_n нечётной мультипольности n и статич. магн. моментов M_n чётной мультипольности n . Существование ненулевого электрич. дипольного момента $E1$ запрещено также инвариантностью относительно обращения времени (T -инвариантность). Поскольку эффекты несохранения чётности и нарушения T -инвариантности очень малы, то дипольные электрич. моменты ядер или равны 0, или очень малы и пока недоступны для измерения.

Магн. моменты ядер ($M1$) имеют порядок величины ядерного *магнетона*. Электрич. квадрупольные моменты eQ изменяются от $e \cdot 10^{-27}$ см² в нек-рых лёгких ядрах до $e \cdot 10^{-24}$ см² в тяжёлых деформированных ядрах. Систематическая информация о магн. и квадрупольных моментах имеется только для осн. состояний ядер. Они могут быть измерены радиоспектроскопич. методами (см. *Ядерный магнитный резонанс*). Спец. методами (метод возмущённых угловых корреляций) можно измерять также статич. магн. и квадрупольные моменты возбуждённых состояний ядер. Данные по магн. и квадрупольным моментам ядер содержат важную информацию о структуре и форме ядер и используются для построения и проверки ядерных моделей. Есть нек-рые данные о высших мультипольных моментах ядер (напр., гексадекапольные — $E4$).

Структура и модели ядер

Я. а. представляет собою квантовую систему мн. тел, сильно взаимодействующих друг с другом. Теоретич. описание свойств такой системы (спектров энергетич. уровней, распадов, ядерных реакций и квантовых переходов) является трудной задачей. Число нуклонов A в ядре не столь велико, чтобы можно было без огорок использовать методы статич. механики (см. *Гиббса распределения*), успешно применяемой в физике конденсир. сред (жидкости, твёрдые тела). В то же время точное решение в квантовой механике возможно лишь для задачи двух тел (*дейтроны*). Успехи, достигнутые в решении задачи 3—4 тел гл. обр. с помощью ур-ний Фаддеева и Фаддеева—Якубовского, позволяют получать строгие количеств. результаты лишь для самых лёгких ядер ^3H , ^3He , ^4He . Ситуация осложняется недостаточной определённостью наших знаний о ядерных силах. Наконец, установление составной природы нуклонов превращает систему A нуклонов в систему, по крайней мере, $3A$ кварков, что ещё более усложняет задачу описания структуры и свойств ядра. Последовательное решение этой задачи может быть достигнуто только в рамках (неспурбативной) *квантовой хромодинамики*, но она ещё далека от разрешения.

Понимание структуры ядра основано на использовании разл. *ядерных моделей*, каждая из к-рых имеет целью описание определ. совокупности ядерных свойств и характеристик. Нек-рые модели, на первый взгляд, являются взаимоисключающими. Поэтому важными являются микроскопич. подходы в теории ядра, позволяющие установить пределы применимости разл. моделей, степень их совместности друг с другом, а также оценить или вычислить, исходя из первых принципов, значения параметров, к-рые используются в моделях как феноменологические и извлекаются из данных эксперимента.

Оболочечная модель ядра предполагает, что в результате взаимодействия нуклонов друг с другом в ядре формируется общее среднее (самособлагодное) поле, описываемое оболочечным потенциалом $V_{ob}(r)$, в к-ром нуклоны движутся как независимые (в первом приближении) части-

цы. Каждый из нуклонов заполняет одну из орбит, характеризующуюся орбитальным моментом l (в случае сферически симметричного ср. поля), полным угл. моментом $j = l \pm 1/2$ и чётностью $\pi = (-1)^l$. Энергия нуклона на орбите lj не зависит от проекции m полного момента нуклона j ($-j \leq m \leq j$). Поэтому в соответствии с принципом Паули па нуклоном уровнем с энергией $\epsilon(nlj)$ может находиться $2j + 1$ нуклонов одного сорта, образующих протонную (или нейтронную) подоболочку (nlj), где $n = 1, 2, \dots$ — гл. квантовое число (радиальное).

Неск. близких по энергии подоболочек группируются в оболочки, отделённые друг от друга большими энергетич. интервалами. Полный момент I для k нуклонов в оболочке получается путём сложения моментов j отд. нуклонов. В заполненной оболочке моменты всех нуклонов компенсируют друг друга и допустимо только одно значение полного момента $I = 0$. Подобно атомам благородных газов, обладающих заполненными электронными оболочками, ядра, состоящие из заполненных нуклонных оболочек, также характеризуются особой устойчивостью (большой уд. энергией связи). В основном и низколежащих возбуждённых состояниях ядер низшие одночастичные орбиты заполнены и образуют «инертный» остов ядра, сверх к-рого есть нек-рое число нуклонов в ближайшей незаполненной оболочке. Подобно тому как валентные электроны определяют хим. свойства атомов, спектры излучения уровней и их свойства в большинстве ядер определяются «валентными» нуклонами из незаполненных оболочек.

Простейший вариант модели оболочек (одночастичная модель) представляет нечётное ядро как совокупность чётно-нечётного остова в состоянии 0^+ и нечётного нуклона на орбите nlj . Тогда спин нечётного ядра в осп. состоянии равен j , а чётность $\pi = (-1)^l$. Систематика спинов и чётностей нечётных ядер позволяет определить последовательность заполнения орбит в ядрах, а также энергии этих орбит. Это дало возможность установить осн. характеристики и форму оболочечного потенциала $V_{об}(r)$. В частности, М. Гемперт-Майер (М. Goeppert-Mayer, США) и И. Х. Йенсен (J. H. Jensen, ФРГ) в 1949—50 была установлена необходимость включения в оболочечный потенциал спин-орбитального взаимодействия $V_{со}(r)(ls)$. Только при учёте сильного спин-орбитального расщепления одночастичных состояний удастся объяснить систематику спинов ядер и последовательность заполнения орбит, а также магич. числа протонов или нейтронов, отвечающие заполненным оболочкам (см. *Магические ядра*). Магич. числа (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) соответствуют последоват. заполнению нуклонами одного сорта оболочек:

$$\begin{aligned} & (1s_{1/2}); (1p_{3/2}, 1p_{1/2}); (1d_{5/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}); \\ & (1f_{7/2}); (2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}); \\ & (2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}); \\ & (1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 1i_{13/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}). \end{aligned}$$

В скобках указана совокупность близких по энергии одночастичных состояний, образующих одну оболочку. Оболочки отделены друг от друга энергетич. щелью, значительно превышающей расстояние между уровнями в пределах одной оболочке (рис. 1).

Центр. часть оболочечного потенциала представляет собою потенц. яму конечной глубины, форма к-рой повторяет распределение ядерной плотности. Чаще всего в качестве оболочечного потенциала используют т. н. потенциал Саксона—Вудса:

$$V(r) = -V_0 \left(1 + \exp \frac{r-R}{a} \right)^{-1}$$

с $V_0 \approx 50$ МэВ. При описании связанных состояний нуклонов его можно приблизительно заменить потенциалом гармонич. осциллятора или прямоуг. ямой и использовать при описании свойств ядерных состояний волновые ф-ции нуклонов для этих простых оболочечных потенциалов.



Рис. 1. Схема заполнения ядерных оболочек протонами (слева) и нейтронами (справа). Справа от уровней указаны полные угловые моменты ядра; слева — спектроскопические символы: буква отвечает определённому значению l ($l=0$ (s), 1 (p), 2 (d), 3 (f), 4 (g), 5 (h), 6 (i)); цифра — главное квантовое число. Пунктиром отмечены магические числа заполнения оболочек.

Модель оболочек удовлетворительно описывает магн. моменты нечётных ядер, к-рые, согласно опытным данным, лежат между т. я. линиями Шмидта. Линиями Шмидта наз. зависимости магн. дипольных моментов нуклонов M от угл. момента j при данном $I = j \pm 1/2$ (рис. 2). Несколько хуже описываются электр. квадрупольные моменты ядерных состояний. Последнее связано с тем, что потенциал $V_{об}(r)$ предпологается первоначально сферически симметричным.

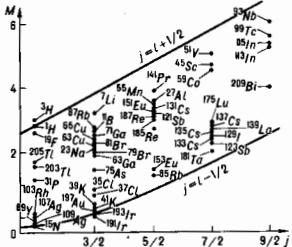


Рис. 2. Линия Шмидта для ядер с нечётным числом протонов Z.

Несферичность ядер. Ротационная модель. Особенно велики квадрупольные моменты Q ядер с $I > 1/2$ в области редких земель ($150 < A < 190$) и актиноидов ($A > 200$). Они превышают значения, предсказываемые моделью оболочек со сферич. потенциалом $V_{об}$, в 10 — 100 раз. Энергии низших уровней этих ядер удовлетворяют «вращательному закону»:

$$\epsilon = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (5)$$

к-рый описывает спектр вращат. уровней жёсткого симметричного волчка с моментом инерции J (см. *Вращательное движение ядра*). Состояния такого волчка с угл. моментами $I = K, K+1, K+2, \dots$ образуют вращат. полосу, характеризующуюся значением проекции угл. момента на ось симметрии волчка $I_3 = K$. Исключение составляют полосы с $K=0$, для к-рых допустимы только чётные или только нечётные значения угл. момента I . В частности, на осн. состояниях чётно-нечётных ядер базируются вращат. полосы с $K=0$ и значениями $I^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$ Между соседними уровнями вращат. полос имеют место сильные электр. квадрупольные ($E2$) γ -переходы.

Эти факты послужили основой для построения коллективной модели ядра, предложенной в 50-х гг. Дж. Рей-

уотером, О. Бором и Б. Моттelsonом (J. Rainwater, A. Bohr, B. R. Mottelson). Согласно этой модели, ядра в указанных выше областях имеют форму эллипсоида вращения с полусосями

$$a_1 = \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right) R, \quad a_2 = \left(1 - \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta\right) R,$$

где параметр деформации β характеризует степень несферичности ядра. Он определяет значения статических квадрупольных моментов ядер, вероятности λ -магн. $E2$ -переходов между вращат. уровнями и значения момента инерции ядра (см. *Деформированные ядра*). Согласно данным эксперимента, величина β у большинства деформированных ядер находится в пределах 0,1—0,3 (нормальная деформация). С помощью ядерных реакций с тяжёлыми ионами обнаружены возбуждённые вращат. состояния у нек-рых ядер (^{152}Dy) с большими угл. моментами $J=40-60$ (высокоспиновые состояния ядер), к-рые характеризуются чрезвычайно большой деформацией, когда отношение полусосей ядра $a_1 : a_2 = 2:1$ или 3:2 (супердеформир. полюсы). Нек-рые деформир. ядра (иотопы Os, Pt) не имеют осевой симметрии. Их низшие уровни представляют собою вращат. состояния асимметричного волчка (модель неаксиального ротатора Давидова—Филиппова). Масштаб вращат. энергий ($\hbar^2 J^2 \approx 100$ кэВ) в тяжёлых деформир. ядрах таков, что момент инерции ядра в состояниях с нормальной деформацией $J \sim 10^{-27}$ г·см². Он в 2—3 раза меньше момента инерции твёрдого эллипсоида соответствующей формы. Это означает, что не вся масса ядра участвует во вращат. движении. В супердеформир. полюсах момент инерции близок к твёрдотельному.

Внутр. структура деформир. ядер описывается моделью оболочек с деформир. потенциалом $V_{\text{об}}(r)$ (модель Нильссона). Изучение зависимости энергии одночастичных орбит нуклонов от деформации в этой модели показывает, что в нек-рых областях периодич. системы элементов ядра энергетически выгодно быть не сферическими, а деформированными. Величина деформации, предсказываемая теорией, в целом согласуется с экспериментом. На базе колебательных возбуждений деформир. ядра (см. *Коллективные возбуждения ядер*) возникает новые вращат. полюсы (β -полюсы с $K=0$ и γ -полюсы с $K=2$). Перестройка заполнения одночастичных орбит в деформир. потенциале порождает возбуждённые вращат. полюсы. В результате в спектрах ряда ядер можно выделить значит. число вращат. полюс (δ в ядре ^{235}U). Отл. полюсы приспосабливаются до весьма высоких значений угл. момента $J \sim 25-30$. Значит. деформацию, а также вращат. спектры имеют нек-рые относительно лёгкие ядра (напр., ^{20}Ne , ^{24}Mg). При изменении параметра деформации ядра β меняется структура оболочек. При больших β ($a_1 : a_2 = 2:1$) одночастичные орбиты группируются в оболочки иначе, чем при нормальных деформациях, появляются новые магн. числа. Ядра, близкие к магическим (напр., ^{152}Dy), с такой деформацией относительно устойчивы и могут порождать вращат. полюсы. Они были обнаружены экспериментально в виде супердеформир. полюс.

Структура вращат. спектров реальных ядер отклоняется от идеального вращат. закона (S) за счёт центробежных эффектов (увеличение момента инерции ядра при возрастании вращат. момента), а также за счёт *Кориолиса сил* и др. неадиабатич. поправок. Связь движения отл. нуклонов с вращением ядра как целого сказывается на структуре вращат. состояний нечётных ядер уже при небольших значениях β и K , приводя к тому, что их энергии вместо (S) описываются ф-лой

$$\epsilon = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) + a(-1)^{I+1/2}(I+1/2)\delta_{K,1/2}].$$

Здесь $\delta_{K,1/2} = 0$ при $K \neq 1/2$ и $\delta_{K,1/2} = 1$ при $K = 1/2$, константа a —эмпирически подбираемый параметр развязывания, характеризующий связь угл. момента нуклона и вращат. момента ядра.

Сверхтекучая модель ядра. Парные корреляции сверхпроводящего типа возникают в ядре за счёт т.н. остаточного взаимодействия между нуклонами, той части реального нуклон-нуклонного взаимодействия, к-рая не включена в самосогласованный потенциал ср. поля $V_{\text{об}}(r)$. Эмпирически отмечалась энергетич. выгода от двух нуклонов на орбите nlj образоват. пару со спин-парами, т.е. с полным моментом $I=0$. Такая пара подобна куперовской паре электронов с противоположными импульсами в *сверхпроводнике*. Притяжение между нуклонами в указанных состояниях вблизи поверхности Ферми обуславливает *сверхтекучесть атомных ядер*.

Подробнее сверхтекучая модель ядра разработана независимо С. Т. Бельяевым и В. Г. Соловьёвым с помощью методов, аналогичных методам теории сверхпроводимости. Одним из проявлений сверхтекучести ядерного вещества может служить наличие энергетич. щели Δ между сверхтекучим и нормальным состоянием ядерного вещества. Она определяется энергией разрушения куперовской пары и составляет в тяжёлых ядрах ~ 1 МэВ. Со сверхтекучестью ядерного вещества связано также и отличие моментов инерции ядер от твёрдотельных значений. Сверхтекучая модель ядра удовлетворительно описывает моменты инерции ядер, изменение параметра деформации ядра β по мере заполнения валентной оболочки нуклонами. Сверхтекучесть ядерного вещества, приводящая к размытию ферми-поверхности, существенным образом сказывается на λ -магн. переходах, вероятностях реакций однонуклонной (срыв, подхват) и двухнуклонной передачи (см. *Прямые ядерные реакции*).

Сверхтекучая модель предсказывает разрушение парных корреляций в ядре при достаточном больших спинах ($I \gg 1$). Это явление, аналогичное разрушению сверхпроводимости сильным магн. полем, проявляется в скачкообразном возрастании момента инерции J в данной вращат. полюсе при нек-ром критич. значении спина $J_{\text{кр}}$ ~ 60 . Отчётливо это пока не обнаружено, однако при изучении высокоспиновых состояний ядер ($I \leq 20-30$), возбуждаемых в реакциях с тяжёлыми ионами, наблюдалось немонотонное изменение J при возрастании I (о б р а т ы з а г и б). В районе значений спина $J_{\text{кр}}$ ($\sim 12-16$) увеличение угл. момента J приводит не к увеличению угл. скорости вращения ω , а к её уменьшению вследствие того, что резко увеличивается момент инерции ядра J . Это изменение связано с тем, что вблизи точки $J_{\text{кр}}$ происходит пересечение осевой орбиты. полюсы ядра ($K=0^+$) с возбуждённой полюсой, построенной на внутр. состоянии ядра, в к-ром одна из куперовских пар на нейтринной орбите $h_{11/2}$ разрушается и спины этих двух нуклонов уже не компенсируют друг друга, а оба встраиваются параллельно вращат. моменту. При этом меняется деформация ядра, увеличивается момент инерции, изменяются магн. характеристики ядра.

Разрушение пары обусловлено силами Кориолиса, эффект к-рых максимален для нуклонов в оболочках с большими моментами нуклонов l . Обнаружено выстраивание протонов на орбите $h_{11/2}$ и нейтронов на орбите $i_{13/2}$. Выстраивание двух пар нуклонов приводит ко второму обратному загибу и т.д. Вопрос о характере сверхтекучести ядерного вещества в супердеформир. состояниях находится в стадии исследования.

Другие модели ядра. Наряду с осн. моделями ядра используются более специализир. модели. Кластерная модель трактует структуру нек-рых ядер как своего рода молекулу, состоящую из α -частиц, дейтронов (д), тритонов (t) и др. Нуклонных ассоциаций модель. Статистическая модель ядра описывает свойства и характеристики высоковозбуждённых состояний ядер, такие, как плотность уровней, темп-ра и т.п.

В модели взаимодействующих бозонов предполагается, что в низших состояниях чётно-чётного ядра нуклоны объединяются в S - и D -пары (с моментами 0 и 2), к-рые приблизительно можно трактовать как идеальные s - и d -бозоны. Число этих бозонов равно половине числа валентных нуклонов. В этой модели спектр низших коллек-

тивных состояний ядра формируется в результате взаимодействия между бозонами. Более рафинированные варианты данной модели включают в себя s -, d -, g -, ... бозоны, а также сопоставляют разные бозоны протонным и нейтронным парам. Модель взаимодействующих бозонов позволяет описывать наряду с вращат. и колебат. спектрами также спектры более сложной структуры, характерные для ядер, переходов от сферических ядер к деформированным. Обоснование ядерных моделей и более детальные расчёты свойств ядер производятся с помощью т.н. микроскопич. методов (Хартри—Фока метод, метод случайной фазы, теория конечных ферми-систем и т.д.).

Лит.: Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; Мухин К. Н., Экспериментальная ядерная физика, 5 изд., кн. 1—2, М., 1993; Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Ситяко А. Г., Трапковский В. К., Лекции по теории ядра, М., 1972; Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика, 2 изд., М., 1980; Айзберг И., Грэйнер В., Модели ядер, коллективные и одночастичные явления, пер. с англ., М., 1975; их же, Микроскопическая теория ядра, пер. с англ., М., 1976; Рейн-уотер Дж., Как возникла модель сферических ядер, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 120, в. 4, с. 529; Бор О., Вращательное движение в ядрах, пер. с англ., там же, с. 543; Моттельсон Б., Элементарные виды возбуждения в ядрах, пер. с англ., там же, с. 563; Соловьев В. Г., Теория атомного ядра. Ядерные модели, М., 1981; Михайлов В. М., Крафт О. Е., Ядерная физика, Л., 1988; Немес О. Ф. и др., Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных ядер, К., 1988.

Ю. Ф. Смирнов.

ЯКОБИАН (определятель Якоби)—функциональный определитель спец. вида, составленный из частных производных 1-го порядка. Пусть заданы m ф-ций

$$x_i = \varphi_i(t_1, \dots, t_m, t_{m+1}, \dots, t_n),$$

$i = 1, 2, \dots, m$, имеющих частные производные 1-го порядка по переменным t_1, t_2, \dots, t_m , тогда Я. этих ф-ций называют определитель вида

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t_1} & \frac{\partial \varphi_1}{\partial t_2} & \dots & \frac{\partial \varphi_1}{\partial t_m} \\ \frac{\partial \varphi_2}{\partial t_1} & \frac{\partial \varphi_2}{\partial t_2} & \dots & \frac{\partial \varphi_2}{\partial t_m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial \varphi_m}{\partial t_1} & \frac{\partial \varphi_m}{\partial t_2} & \dots & \frac{\partial \varphi_m}{\partial t_m} \end{vmatrix},$$

кратко обозначаемый символом

$$\frac{D(\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_m)}{D(t_1, t_2, \dots, t_m)}$$

Модуль Я. характеризует растяжение (сжатие) элементарного объёма при переходе от переменных x_1, x_2, \dots, x_m к переменным t_1, t_2, \dots, t_m . Назван по имени К. Якоби (С. Jacobi), впервые изучившего его свойства и применение.

Лит.: Кудрявцев Л. Д., Математический анализ, 2 изд., т. 1—2, М., 1973; Ильин В. А., Позняк Э. Г., Основы математического анализа, 4 изд., т. 1—2, М., 1980—82; Никольский С. М., Курс математического анализа, 4 изд., т. 2, М., 1991. В. А. Ильин.

ЯНА — ТЕЛЛЕРА ЭФФЕКТ—совокупность явлений, обусловленных взаимодействием электронов с колебаниями атомных ядер в молекулах или твёрдых телах при наличии вырождения электронных состояний. Это взаимодействие приводит либо к возникновению локальных деформаций, к-рые в твёрдых телах могут способствовать структурным фазовым переходам (статия Я.—Т.э.), либо к образованию связанных электрон-колебательных (вибронных) состояний (динамика Я.—Т.э.). Объяснение Я.—Т.э. основано на теореме, сформулированной и доказанной Г. Яном (H. Jahn) и Э. Теллером (E. Teller) в 1937, согласно к-рой любой конфигурация атомов или ионов (за исключением линейной пепочки), где есть вырожденное осн. состояние электронов, неустойчива относительно деформаций, понижающих её симметрию (имеется в виду вырождение, отличное от двукратного спинового). Я.—Т.э.

проявляется в оптич. спектрах при распространении ЮЗ в среде, в спектре электронного парамагнитного резонанса и др. (см. также Выбранные взаимодействия).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Ян Г. А., Теллер Э., Устойчивость многоатомных молекул с вырожденными электронными состояниями, в кн.: Нокс Р., Голд А., Симметрия в твёрдом теле, пер. с англ., М., 1970, с. 209; Берсуер И. В., Полингер В. З., Выбранные взаимодействия в молекулах и кристаллах, М., 1983. К. И. Кулея.

ЯНГА — МИЛЛСА ПОЛЯ—векторные поля, реализующие приспосаблинное представление полугруппой компактной группы Ли (см. Представление группы) и обеспечивающие инвариантность теории относительно калибровочных преобразований. Впервые введены Ч. Янгом (Ch. Yang) и Р. Миллсом (R. Mills) в 1954, исходя из требований инвариантности действия относительно изотопических преобразований с фазой, зависящей от координат

$$\psi(x) \rightarrow \exp \{g\alpha^a(x)\} \psi(x), \quad (*)$$

где $\psi(x)$ —поле нуклонов, а $g\alpha^a$ —генераторы группы $SU(2)$. При бесконечно малых преобразованиях (*) само Я.—М.п. изменяется след. образом:

$$A_\mu^a(x) \rightarrow A_\mu^a(x) - g f^{abc} A_\mu^b(x) \alpha^c(x) + \partial_\mu \alpha^a(x),$$

где f^{abc} —структурные константы группы.

Вследствие термины «Я.—М.п.» был распространён на все калибровочные поля, связанные с полугруппами компактных группами Ли.

А. А. Славнов.

ЯНСКИЙ (Ян)—внесистемная единица спектральной плотности потока излучения. Названа по имени К. Янского (K. Jansky). Применяется в радиоастрономии. $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$.

ЯРКОМЁР—фотометр для измерения яркости. Оптич. схемы Я. с фаз. приёмниками излучения показаны в ст. Фотометр на рис. в и г. В Я., построенном по первой из этих схем, изображение светящегося тела (источника И) создаётся в плоскости диафрагмы D , ограничивающей размер фотометрируемой части этого тела. Постоянство чувствительности такого Я. при перемещении объектива обеспечивается апертурной диафрагмой D_0 , неподвижной относительно D . В более простом Я., построенном по второй схеме (рис. г), фотометрируемый пучок лучей ограничивают габаритная диафрагма D , и входной экран приёмника П. Диафрагма D , располагаясь вблизи светящегося тела или при фотометрировании больших объектов) на нек-ром удалении от него. Простейшим визуальным Я. (эквивалентная оптич. схема к-рого соответствует рис. в) является глаз человека. Промышленно-стью выпускаются фотометры, с помощью к-рых измеряют яркость постоянных и импульсных источников, визуальный фотометр для измерения т.н. эквивалентной яркости, встроенные в фотоаппараты и отд. фотографич. Я. (экспонетры), яркостные пинометры и др.

Лит. см. при ст. Фотометрия.

А. С. Дойников.

ЯРКОСТИ КОЭФФИЦИЕНТ—отношение яркости тела в нек-рой точке и в заданном направлении к яркости (при одинаковых условиях освещения) совершенного отражателя рассеивателя, т.е. рассеивателя, яркость к-рого одинакова во всех направлениях, а отражения коэффициент равен 1. Понятие «Я.к.» относится к излучению, оцениваемому как в энергетических, так и в световых единицах; обозначается соответственно β_e, β_v (или в обоих случаях β).

Д. Н. Лазарев.

ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ($T_{\lambda}, T_{\lambda_0}$)—параметр, характеризующий спектральную плотность потока излучения тел, имеющих непрерывный спектр. Я.т. равна темп.ре абсолютно чёрного тела того же угл. размера Ω , что и излучающее тело, и дающего такой же поток излучения на данной длине волны λ . В общем случае Я.т. определяется по ф-ле Планка. В спектральной области, где применим Рэлея—Джисса закон излучения, $T_{\lambda} = \lambda^2 F_{\lambda} / (2k\Omega)$, где F_{λ} —спектральная плотность потока излучения на волне λ .

В случае теплового излучения Я. т. связана с термодинамич. темп-рой излучающего тела T соотношением $T_* = T(1 - \exp[-\tau(\lambda)])$, где $\tau(\lambda)$ — оптич. толща. Если на данной длине волны излучающее тело непрозрачно ($\tau \gg 1$), то Я. т. равна T . Для прозрачных излучающих тел $T_* < T$. Понятие «Я. т.» применяют при изучении Солнца, звезд, газовых туманностей, межзвездной среды, планет и др. космич. объектов. Примеры: Я. т. Солнца на волне $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ ок. 6200 К, на волне $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ ок. 6000 К. Собств. излучение областей нейтрального водорода межзвездной среды соответствует $T_* \approx 100 \text{ К}$ (для $\lambda = 21 \text{ см}$). Для Венеры $T_* \approx 600 \text{ К}$ ($\lambda = 3,15 \text{ см}$), для Юпитера $T_* \approx 200 \text{ К}$ ($\lambda = 8-14 \text{ мкм}$). Я. т. источников теплевого излучения могут быть очень велики; напр., Я. т. пульсаров достигают 10^{31} К .

К. В. Бычков.

ЯРКОСТЬ (L) — поверхностно-пространственная плотность светового потока, исходящего от поверхности; равна отношению светового потока $d\Phi$ к геометрическому фактору $d\Omega dA \cos \theta$:

$$L = d\Phi / d\Omega dA \cos \theta.$$

Здесь $d\Omega$ — заполненный излучением телесный угол, dA — площадь участка, испускающего или принимающего излучение, θ — угол между перпендикуляром к этому участку и направлением излучения. Из общего определения Я. следует два практически наиболее интересных частных определения: 1) Я. — отношение силы света dI элемента поверхности к площади его проекции, перпендикулярной рассматриваемому направлению: $L = dI / dA \cos \theta$. 2) Я. — отношение освещенности dE в точке плоскости, перпендикулярной направлению на источник, к элементарному телесному углу, в к-ром заключён поток, создающий эту освещенность:

$$L = dE / d\Omega \cos \theta.$$

Я. измеряется в $\text{кд} \cdot \text{м}^{-2}$. Из всех световых величин Я. наиболее непосредственно связана со зрительными ощущениями, т. к. освещенности изображений предметов на сетчатке глаза пропорциональны Я. этих предметов. В системе энергетических фотометрических величин аналогичная Я. величина наз. энергетической яркостью и измеряется в $\text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$.

Д. Н. Лазарев.