

минимумом на кривой плавления при $T=0,32 K$. По этому кристаллизация 3He при $T < 0,32 K$ в условиях, близких к адiabатическим, вызывает понижение температуры (Померанчука эффект). Эффект Померанчука лежит в основе одного из наиб. эффективных методов получения темн-р порядка 1 мК (см. Низкие температуры).

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 231; Лозуа и Смао А. В., Принципы и методы получения температур ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977; Квантовые жидкости и кристаллы, [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1979; Кениш в К. О., Паршин А. Я., Габриэли А. В., Кристаллические волны в 4He , «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 716; Уилкс Дж., The properties of liquid and solid helium, Oxf., 1967. А. Я. Паршин.

ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР — см. в ст. Газоразрядные лазеры.

ГЕЛИКОИ (от греч. hélix, род. пад. hélikos — кольцо, спираль) — слабо затухающая эл.-магн. волна, возбуждающаяся в газовой плазме или плазме пазеровых тел, к-рая находится в пост. магн. поле H . Электр. поле E эллиптически поляризовано в плоскости, перпендикулярной H . Степень эллиптичности равна $\cos \phi$, где ϕ — угол между H и направлением распространения волны (волновым вектором K). При этом вектор E вращается в ту же сторону, в какую вращаются избыточные носители заряда в поле H . Магн. поле волны имеет круговую поляризацию в плоскости, перпендикулярной K .

Г. возникает за счёт недиссипативного холлового (электр.) дрейфа заряд. частиц (носителей заряда) в сильном магн. и эл.-магн. полях (см. Холла эффект). В металлах существование Г. теоретически предсказано О. В. Константиновым и В. И. Перельем, в полупроводниках — П. Эгреном (P. Aigrain). В ионосферной плазме Г. известны под назв. висящие атмосферки (или вистеры).

Спектр Г. квадратичный:

$$\omega(k) = \frac{k^2 c H \cos \phi}{4\pi |e| |N_1 - N_2|}, \quad (1)$$

где ω — частота, N_1 и N_2 — концентрации электронов и дырок, e — их заряд, ϕ — декремент затухания γ Г. в металле и ϕ — декремент γ в полупроводнике определяется выражением:

$$\gamma = \omega \left[\frac{v(1 + \cos^2 \phi)}{2\Omega} + \frac{3\pi}{16} \frac{kv_F}{\Omega} \sin^2 \phi \right], \quad (2)$$

где v — частота столкновений носителей заряда, Ω — циклотронная частота, v_F — ферми-скорость электронов. Первый член во (2) связан со столкновительным поглощением, второй — описывает безстолкновительное поглощение. Ландау затухание, обусловленное электронами, движущимися в фазе с волной. Сравнение частоты Г. ω с логарифмич. декрементом затухания γ показывает, что Г. существует только в сильном поле H , когда частота соударений носителей $\omega \ll \Omega$, $kv_F \ll \Omega$ и $\omega \ll \Omega$. Спектр Г. простирается вплоть до предельной частоты ω_L , величина к-рой зависит от соотношения kv_F , ω и v . Если $kv_F \ll v$, то $\omega_L = \Omega$, т. е. предельная частота обусловлена сильным циклотронным поглощением (см. Циклотронный резонанс). При $kv_F \gg v$ величина ω_L обусловлена доплер-сдвинутым циклотронным резонансом:

$$\omega_L = \Omega - kv_F. \quad (3)$$

Если $kv_F \gg \omega$, то:

$$\omega_L = \frac{2\Omega v^2}{3\omega^2 v^2}. \quad (4)$$

где ω_n — плазменная частота электронов.

Г. низких частот могут наблюдаться в форме стоячих волн в образце конечных размеров, когда все три компонента волнового вектора принимают дискретные значения $k_i = n_i \pi / a_i$ ($i = x, y, z$), где n_i — целые числа, a_i — размеры образца вдоль осей x, y, z .

При низких тем-рах, когда энергия теплового движения во много раз меньше расстояния между Ландау

уровнями $\hbar \Omega$, безстолкновительное затухание Г. испытывает гигантские квантовые эффекты осцилляций. На низких частотах при $\hbar \omega \ll kT$ это затухание описывается ф-лой:

$$\gamma_{\text{кв}} = \gamma_{\text{кв}1}; \quad q \approx \frac{\hbar \Omega}{4kT} \text{ch}^{-2} \left(\frac{\epsilon_F - M \hbar \Omega}{2kT} \right), \quad (5)$$

где M — ближайшее к величине $[(\epsilon_F / \hbar \Omega) - 1/2]$ целое число

$$q_{\text{макс}} \approx \hbar \Omega / 4kT, \quad \gamma_{\text{кв}1} = 8q_{\text{макс}} \exp(-\hbar \Omega / 2kT).$$

Г. может взаимодействовать со звуковыми колебаниями. Наиб. сильным это взаимодействие оказывается в области т. п. геликон-фононного резонанса. Спектр и затухание связанных геликон-звуковых волн определяется на дисперсионном ур-нии (при $\phi = 0$):

$$[\omega^2 - \omega^2(k) - 2i\omega\gamma] (\omega^2 - k^2 s^2) = \omega^2 \frac{k^2 \rho^2}{4\pi \rho}, \quad (6)$$

где ρ — плотность кристалла, s — скорость звука. Взаимодействие звука с Г. обусловлено индукц. силой $[j \cdot H] / c$ (j — плотность тока), действующей со стороны электронов на кристалл, и индукц. электрич. полем $[a \cdot H] / c$, где a — скорость распространения колебаний кристаллич. решётки.

Лит.: Константинов О. В., Перель В. И., о возможности прохождения электромагнитных волн через металл в сильном магнитном поле, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 161; Aigrain P., Les «Hollows» dans les semiconducteurs, in Proc. Int. Conf. on Semiconductor Phys., Prague, 1960, Prague, 1961, p. 224; Канер Е. А., Скочков В. Г., Electromagnetic waves in metals in a magnetic field, «Adv. Phys.», 1968, v. 17, p. 605.

ГЕЛЛ-МАНА МАТРИЦЫ — унитарные 3×3 матрицы λ_a ($a = 1, 2, \dots, 8$), удовлетворяющие условию $\text{Sp}(\lambda_a \lambda_b) = 2\delta_{ab}$, $\text{Sp} \lambda_a = 0$ ($a, b = 1, 2, \dots, 8$) (δ_{ab} — Кронекера символа). Явный вид матриц λ_a следующий:

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{3} & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{3} & 0 \\ 0 & 0 & -2/\sqrt{3} \end{pmatrix}.$$

Матрицы λ_a введены М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) в 1961 г. для представления обобщения Ландау матриц при построении $SU(3)$ -симметричной теории элементарных частиц (см. Симметрия $SU(3)$). Матрицы $1/2 \lambda_a$ удовлетворяют коммутационным соотношениям генераторов группы $SU(3)$:

$$\left[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2} \right] = i \frac{1}{2} f_{abc} \lambda_c,$$

где f_{abc} ($a, b, c = 1, 2, \dots, 8$) полностью антисимметричны относительно перестановок своих индексов и нал. f -символом) или структурными константами группы $SU(3)$. Вычисление даёт для неисчезающих компонент f -символов:

$$f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = -f_{156} = -f_{367} = 1/2; \quad f_{123} = 1.$$

Часто встречается также термин «d-символы», к-рые определяются через антисимметричный продукт двух матриц λ_a :

$$[\lambda_a, \lambda_b] = \frac{i}{3} d_{abc} I + 2d_{abc} (a, b, c = 1, 2, \dots, 8),$$

где I — единичная матрица 3×3 . Величины d_{abc} полностью симметричны относительно перестановок своих индексов.

Лит.: Адлер С., Дашен Р., Адлербергтонов и их применение в физике частиц, пер. с англ., М., 1970. В. И. Захаров.

ГЕЛЛ-МАНА — НИШИДЖИМЫ ФОРМУЛА — выражает значение (в единицах e) электрич. заряда Q адрона, принадлежащего данному изотопическому мультиплету, через значение характеристической его третьей проекции *изотопической спина* I_3 и гиперзаряд Y : $Q = I_3 + \frac{1}{2} Y$. У Предложена М. Гелл-Маном и независимо К. Нишиджимой (К. Nishijima) в 1953 дано описание электрич. зарядов *странных частиц*. При этом предпологалось, что $Y = B + S$, где B — *барионное число*, S — *странность*. В дальнейшем выяснилось, что ф-да имеет более общее значение и может быть применена для описания электрич. зарядов ледрых адронов — очарованных и др. (см. Гиперзаряд).

Г.-М. — П. ф. иногда применяется и для описания электрич. зарядов *лептонов и кварков*, группируемых в т. н. слабые изомультиплеты. В этих случаях в неё подставляются значения третьей проекции слабого изоспина и слабого гиперзаряда соответственно для лептонов и кварков.

ГЕЛЬМГОЛЬЦА УРАВНЕНИЕ — дифференциальное уравнение $\Delta u + \lambda u = 0$, где Δ — *оператор Лапласа*, λ — *постоянная*; при $\lambda = 0$ Г. у. переходит в *Лапласа уравнение*. Г. у. можно получить из *волнового уравнения*, если зависимость от времени описывается функцией $\exp(i\omega t)$, в этом случае $\lambda = \omega^2 c^{-2}$ (c — *скорость распространения волны*). Названо по имени Г. Гельмгольца (H. Helmholtz), изучавшего это уравнение в 1860.

Для Г. у. в ограниченной области рассматривают обычные краевые задачи (Дирихле, Неймана и др.). Значения λ , для к-рых существует отличное от нуля решение однородного Г. у., наз. *собственными значениями* оператора Лапласа. Для таких значений λ решение краевой задачи не единственно. При помощи ф-ции Грина краевую задачу можно свести к интегральному уравнению. В случае неограниченной области убывающее на бесконечности решение Г. у. не является единственным при $\lambda > 0$. В этом случае для выделения единств. решения ставят доп. условия (см. *Зоммерфельда условия излучения*).

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский В. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

ГЕЛЬМГОЛЬЦА ЭНЕРГИЯ (свободная энергия, изохорно-изотермический потенциал) — один из *термодинамических потенциалов*, *характеристические функции* при выборе объема V и температуры T в качестве независимых термодинамич. переменных. Введена Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1875, её использовал Г. Гельмгольц в 1882, к-рому принадлежит термин «свободная энергия». В статистич. физике более распространён термин «свободная энергия».

Существование Г. э. есть следствие первого и второго начал термодинамики. Она связана с *энтропийной энергией* U и *энтропией* S соотношением $F = U - TS$ (для Г. э. используют также обозначения A или Ψ). Изменение Г. э. при квазистатич. процессе равно $dF = -SdT - PdV$, следовательно, убыль Г. э. при изотермич. процессе равна полной работе, совершаемой системой. Энтропию и давление можно получить, дифференцируя Г. э. по T и V : $S = -(\partial F / \partial T)_V$, $P = -(\partial F / \partial V)_T$. Это означает, что Г. э. есть характеристич. ф-ция в переменных T и V . Для многокомпонентных систем $dF = -SdT - PdV + \sum \mu_i dN_i$, где dN_i — *ирирационные массы i -го компонента*, $\mu_i = (\partial F / \partial N_i)_T, V$ — *хим. потенциал*. Условием термодинамич. равновесия системы является минимум Г. э. при постоянстве T , V и др. термодинамич. параметров, определяющих состояние системы.

В статистич. физике Г. э. определяется через *логарифм статистич. интеграла* (или статистич. суммы) Z : $F = -kT \ln Z$.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*.

Д. Н. Зубарев.

ГЕНЕРАТОР ГРУППЫ (от лат. generator — *производитель*) (инфинитезимальный оператор) — точнее, генератор представления $T_G = T(\varphi^1, \dots, \varphi^n)$ группы Ли G , параметризованной в окрестности её единичного элемента e канонич. параметрами φ^a , — оператор $I_a = \partial T / \partial \varphi^a |_{\varphi^a = 0}$. Канонич. параметризация всегда существует и означает, что $g(0, \dots, 0) = e$, а элементы G вида $g(0, \dots, \varphi^a, \dots, 0)$ образуют окрестность однопараметрич. подгруппы группы G . Г. г. I_a порождают Ли алгебру представления T_G и удовлетворяют соотношениям $[I_a, I_b] = -C_{ab}^c I_c$, где C_{ab}^c — *структурные константы алгебры*. Если представление T_G унитарно, Г. г. I_a антиэрмитовы; в физике принято вводить эрмитов базис алгебры Ли: $L_a = iI_a$. В квантовой теории ф-ции, величинам соответствующих эрмитов операторов L_a . Напр., для группы вращений $O(3)$ параметры φ^a соответствуют углам поворотов вокруг осей x, y, z , Г. г. — компонентам угл. момента M_a , а соотношения алгебры Ли — перестановочным соотношениям для M_a : $[M_a, M_b] = i\epsilon_{ab\gamma} M_\gamma$. В классич. механике, где алгебру Ли порождает *Пуассона скобки*, Г. г. реализуются как ф-ции канонич. переменных. Важным примером является группа *калибровочных преобразований*, для к-рой Г. г. — *связи* первого рода (см. *Гамма-теория формализм*).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Толочков И. Т., Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, М., 1969, гл. 2, доп. А; Румер Ю. В., Фет А. И., Теория унитарной симметрии, М., 1970; Зелинот Дж., Дюбер П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983.

ГЕНЕРАТОР ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ — генератор линейно изменяющегося напряжения (тока), электронное устройство, формирующее периодич. колебания напряжения (тока) пилообразной формы. Осн. назначение Г. н. п. — управление временной развёрткой луча в устройствах, использующих электроплучевые трубки. Г. н. п. применяют также в устройствах сравнения напряжений, временной задержки и расширения импульсов. Для получения пилообразного напряжения используют процесс заряда (разряда) конденсатора в цепи с большой постоянной времени. Простейший Г. н. п. (рис. 1, а) состоит из *интегрирующей цепи RC* и транзистора, выполняющего функции

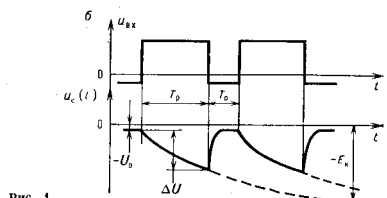
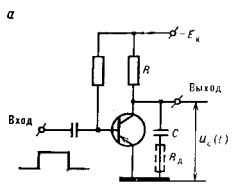


Рис. 1.

ключа, управляемого периодач. импульсами. В отсутствие импульсов транзистор насыщен (открыт) и имеет малое сопротивление участка коллектор — эмиттер, конденсатор C разряжен (рис. 4, б). При подаче коммутирующего импульса транзистор запирается и конденсатор заряжается от источника питания с напряжением $-E_K$ — *прямой (рабочий) ход*. Выходное напряжение Г. н. п., синхмное с конденсатора C , изменяется по закону $|u_C(t)| = U_0 \frac{1}{RC} (E_K - U_0) [1 - \exp(-t/RC)]$. По окон-

зация коммутирующего импульса транзистор отпирается и конденсатор C быстро разряжается (обратный ход) через малое сопротивление эмиттер — коллектор. *См. характеристику Г. п. п. в статье для пилообразного напряжения* ΔU , коэф. нелинейности ϵ и коэф. использования напряжения k_E источника питания. При $i_{\Sigma} \ll RC$ в данной схеме

$$\Delta U = (E_K - U_0) T_p / RC;$$

$$\epsilon = [u'_C(0) - u'_C(T_p)] / u'_C(0) = T_p / RC;$$

$$k_E = (1 - U_0 / E_K) \epsilon \approx \epsilon, \text{ где } u'_C(t) = du_C/dt.$$

Длительность прямого хода T_p и частота пилообразного напряжения определяются длительностью и частотой коммутирующих импульсов.

Недостатком простейшего Г. п. п. является малый k_E при малом ϵ . Требуемые значения ϵ лежат в пределах $0,01 \pm 0,1$, причём наименьшие значения относятся к устройству сравнения и задержки. Нелинейность пилообразного напряжения во время прямого хода возникает из-за уменьшения зарядного тока вследствие уменьшения разности напряжений $E_K - |u_C(t)|$. Приблизительного постоянства зарядного тока добиваются включением в цепь заряда ислнейного токостабилизирующего двухполупроводника (содержащего транзистор или электронную лампу). В таких Г. п. п. $k_E = 0,6 \pm 0,8$ и $\epsilon = 0,05 \pm 0,1$. В Г. п. п. с положит. обратной связью по напряжению выходное пилообразное напряжение подаётся в зарядную цепь в качестве компенсирующей эдс. При этом зарядный ток почти постояен, $i_C(t) = [E_K - u_C(t) - u_{вых}(t)] / R \approx E_K / R$, что обеспечивает значения $k_E \approx 1$ и $\epsilon = 0,01 \pm 0,02$. Г. п. п. используют для развёртки в электронно-лучевых трубках с эл.-магн. отклонением луча. Чтобы получить линейное отклонение, необходимо линейное изменение тока в отклоняющих катушках. Для упрощённой эквивалентной схемы катушки (рис. 2, а) условно линейности тока выполняются при подаче на зажимы катушки трансцендентного напряжения. Такое трансцендентное напряжение (рис. 2, б) можно получить в Г. п. п. при включении в

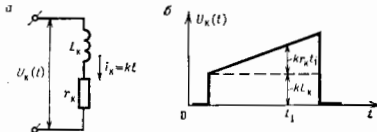


Рис. 2.

зарядную цепь дополнит. сопротивление R_K (показано на рис. 1, а пунктиром). Отклоняющие катушки потребляют большие токи, поэтому генератор трансцендентного напряжения дополняют усилителем мощности.

Лит.: И. С. Гоноверский, О. И. Чичиков, В. И. Импульсные и цифровые устройства, М., 1973. В. В. Васильев. **ГЕНЕРАТОР RC** — автогенератор синусоидальных колебаний, в к-ром избирательная (селективная) цепь, определяющая частоту автоколебаний Г. п. п. имеет ёмкость C и активные сопротивления R . Такие генераторы используются в диапазоне от нцкз. Гд до сотен кГц. Преимущество Г. RC проявляется в низкочастотной части этого диапазона, когда колебательные контуры LC автогенераторов становятся конструктивно громоздкими и трудно перестраиваемыми. В Г. RC используют однокаскадные и двухкаскадные усилители с обратной связью. В первом случае между входом и выходом усилителя включают цепь RC, обеспечивающую фазовый сдвиг, превышающий угол π в некой полосе частот. Если коэф. усиления каскада превышает некр-ое критич. значение $k_{кр}$, то в схеме возникает автоколебания на такой частоте ω , где суммарный фазовый сдвиг (с учётом поворота фазы в усилителе на 180°) составляет 2π . Для простейшего трёхзвенного фильтра верх. или

пик. частот $\omega = \sqrt{6/RC}$, $k_{кр} = 29$. Во втором случае (рис.) цепь состоит из фильтров R_1C_1 верх. и R_2C_2 ниж. частот. Автоколебания возникают на частоте $\omega \sim (\tau_1\tau_2)^{-1/2}$, где фазовый сдвиг равен нулю (общий фазовый сдвиг в двух каскадах составляет 2π), что при одинаковых постоянных времени $\tau_1 = R_1C_1 = \tau_2 = R_2C_2 = \tau$ даёт $\omega = 0,7/\tau$, $k_{кр} = 3$. Перестройку осуществляют, изменяя ёмкости конденсаторов (обычно в пределах одной декады). Переход к др. поддиапазонам достигается переключением резисторов в обеих ячейках. В генераторах инфранизкочастотных колебаний используют блоки аналоговых вычисл. машин, модели-

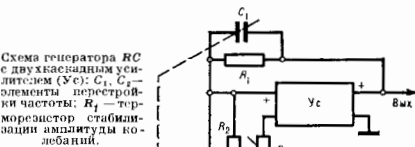


Схема генератора RC с двухкаскадным усилителем (Ус); C_1, C_2 — элементы перестройки частоты; R_k — тр-морезистор стабилизации амплитуды колебаний.

рующих ур-ние $d^2x/dt^2 + \omega^2x = 0$. Выходом такой модели является решение $x = x_m \sin(\omega t)$. Поскольку для моделирования применяют электронные усилители и интеграторы, построенные в виде решающих операци. усилителей с дополнительными RC-цепями, такие генераторы можно отнести к Г. RC.

Лит.: Гоноверский И. С., Радиотехнические цепи и сигналы, 4 изд., М., 1986. Б. Х. Кричмарий.

ГЕНЕРАТОР ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ — устройство для получения эл.-магн. колебаний требуемого вида (определ. частот, амплитуд и фаз для гармонич. колебаний, формы во времени для импульсных колебаний и т. д.). В Г. э. к. осуществляется преобразование элктрич. энергии источников пост. напряжения и тока либо энергии являющихся эл.-магн. колебаний или др. форм энергии и энергию генерируемых эл.-магн. колебаний.

Термин Г. э. к. чаще всего применяют к автогенераторам (генераторам с пассивным возбуждением), где возбуждаются автоколебания, частота, форма и др. характеристики к-рых определяются свойствами самого генератора. Г. э. к. с посторонним возбуждением представляют собой усилители мощности эл.-магн. колебаний, создаваемых задающим автогенератором.

Необходимые элементы Г. э. к.: источник энергии, пассивные цепи, в к-рых возбуждаются и поддерживаются колебания, активный элемент, преобразующий энергию источника питания в энергию генерируемых колебаний, цепь обратной связи, управляющая активным элементом и создающая условия для возникновения автоколебаний (рис. 1). В зависимости от требуемых характеристик Г. э. к. в ппх используют разнообразные элементы. Для Г. э. к. низких и радиочастот это колебательные контуры, фильтры и др. цепи с середоточ. параметрами (ёмкостью C , индуктивностью L , сопротивлением R), а в качестве активных элементов — электронные лампы, транзисторы, туннельные диоды и усилители в целом (напр., операционный усилитель). В Г. э. к. СВЧ применяют гл. обр. цепи с распределёнными параметрами, включающие объёмные резонаторы, замедляющие системы, полосковые и коаксиальные линии, волноводы, а также открытые резонаторы. Активные элементы СВЧ чаще всего совмещают с пассивными цепями и представляют собой эл.-вакуумные (СВЧ-триод, магнетрон, катодрон, лампа обратной волны и др.) или твердотельные (СВЧ-транзистор, диод Габриэ, лавинно-пролётный диод, туннельный диод) приборы; иногда активным элементом считают элктронный поток в приборе. В оптич. квантовых генераторах (лазерах) применяют разл. виды открытых

резонатор и активную среду, преобразующую энергию источника питания (энергию «накачки») в энергию эл.-магн. колебаний.

Возбуждение автоколебаний в Г. э. к. начинается с возникновения нач. колебаний в к.-л. элементе при включении источника питания, замыкания цепей, вследствие эл. флуктуаций и т. д. Благодаря цепи обратной связи энергия этого колебания полностью или частично поступает в активный элемент и усиливается в нём (рис. 1). Параметры цепи обратной связи подбирают т. о., чтобы усиленное колебание складывалось в фазе с начальным (положит. обратная связь,

баний в стационарном режиме, поскольку в общем случае амплитудная характеристика, набег фазы в пассивных цепях $\Phi_{\text{пасс}}$ и фазово-амплитудная характеристика активного элемента $\Phi_{\text{акт}}$ зависят от частоты. Помимо баланса амплитуды и фаз необходимым условием существования стационарного режима является его устойчивость. Если при малом возмущении стационарного значения амплитуды мощность потерь в системе растёт или убывает быстрее, чем мощность, поступающая от активного элемента, то колебания устойчивы, амплитуда возвращается к стационарному значению.

Возникновение в колебат. цепи незатухающих колебаний можно рассматривать как результат внесения в неё «отрицат.» сопротивления, компенсирующего положит. сопротивление цепи. В отрицат. дифференц. сопротивлении увеличение тока соответствует уменьшению падения напряжения, $R_{\text{дифф}} = \Delta U / \Delta I < 0$, на нём выделяется мощность $P_{\text{дифф}}$, компенсирующая потери, поэтому активный элемент Г. э. к. вместе с управляющей им цепью обратной связи эквивалентен нек-рому $R_{\text{дифф}} < 0$. Вместе с тем $R_{\text{дифф}} < 0$ возникает в ряде приборов, вольт-амперная характеристика к-рых имеет падающий участок (рис. 3) при изменении U и I в пределах этого участка. Эти приборы применяют в Г. э. к. без использования внешних спец. цепей обратной связи, включая их в состав обратной связи, выбирая пост. напряжение смещения $U_{\text{см}}$ т. о., чтобы рабочая точка лежала в пределах падающего участка вольт-амперной характеристики. К таким приборам относятся, напр., тушительные диоды. При эл.чрч. разряде в газах вольт-амперная характеристика также имеет падающий участок.

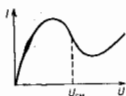


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика с падающим участком.

Рис. 1. Основные структурная схема генератора.



фазовый баланс). Колебания в Г. э. к. нарастают, т. е. происходит самовозбуждение генератора, если мощность $P_{\text{акт}} = P_{\text{а, вых}} - P_{\text{а, вх}}$, передаваемая колебаниями активным элементом от источника питания, больше мощности потерь $P_{\text{пот}}$ во всех элементах Г. э. к. (включая мощность $P_{\text{вых}}$, отдаваемую в нагрузку); в противном случае происходит затухание колебаний. Активный элемент имеет, как правило, нелинейную амплитудную характеристику, поэтому зависимость $P_{\text{акт}}$ от мощности колебаний (напр., от $P_{\text{а, вх}}$) нелинейна; наоборот, мощность потерь в большинстве случаев линейно зависит от мощности колебаний (рис. 2). При выпуклой амплитудной характеристике возбуждение

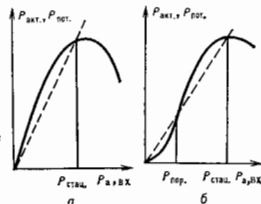


Рис. 2. Зависимость мощности потерь $P_{\text{пот}}$ (пунктир) и мощности $P_{\text{акт}}$, передаваемой колебаниями активным элементом, от мощности колебаний на входе (сплошная линия) для генераторов: а — с мягким самовозбуждением, б — с жестким самовозбуждением.

($P_{\text{акт}} > P_{\text{пот}}$) возможно при сколь угодно малой нач. амплитуде и мощности колебаний — это генераторы с мягким самовозбуждением (рис. 2, а). Если же амплитудная характеристика на нач. участке вогнута, то реализуется жесткий режим самовозбуждения, когда нарастание колебаний ($P_{\text{акт}} > P_{\text{пот}}$) возможно только при конечных значениях нач. амплитуды и мощности, превышающих нек-рое пороговое значение ($P_{\text{а, вх}} > P_{\text{пор}}$ на рис. 2, б). С ростом амплитуды колебаний их усиление в нелинейном активном элементе уменьшается, происходит переход к стационарному режиму Г. э. к., к-рому соответствует энерготн. равновесие в системе ($P_{\text{акт}} = P_{\text{пот}}$, амплитудный баланс). Условие баланса амплитуд записывают относительно амплитуды или мощности колебаний в выбранной точке генератора, напр. относительно $P_{\text{а, вх}} : P_{\text{а, вых}}(\omega, P_{\text{а, вх}}) - P_{\text{а, вх}} = \alpha(\omega) P_{\text{а, вых}}(\omega, P_{\text{а, вх}})$, где коэф. α характеризует потери мощности, включая мощность, передаваемую в нагрузку, ω — частота. Вместе с условием баланса фаз $\Phi_{\text{акт}}(\omega, P_{\text{а, вх}}) + \Phi_{\text{пасс}}(\omega) = 2\pi n$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ оно определяет мощность и частоту коле-

баний. Если пассивная цепь не обладает заметными резонансными свойствами (контур или резонатор с низкой добротностью, согласов. отрезок волновода или замедляющей системы и др.), так что $\omega_{\text{пасс}} \gg \omega_{\text{акт}}$, то генерация гармонич. колебаний возможна за счёт индифр. свойств активного элемента, управляемого цепью обратной связи и передающей энергию в колебат. цепь лишь на определ. частотах (напр., в лампе обратной волны на частоте, при к-рой фазовая скорость обратной волны замедляющей системы близка к скорости электронов). В ряде генераторов гармонич. колебаний резонансными свойствами обладают и пассивная цепь, и активный элемент, к-рые имеют примерно одинаковые, небольшие по ширине рабочие полосы частот $\Delta\omega_{\text{пасс}} \approx \Delta\omega_{\text{акт}} < \omega$; поэтому необходима точная настройка их совв. частот $\omega_{\text{пасс}} \approx \omega_{\text{акт}} \approx \omega$. Так, и магнетрон частота одного из соств. колебаний объёмного резонатора близка к частоте, на к-рой электрический поток интенсивно передает энергию эл.-магн. полю при совпадении дрейфовой скорости электронов с фазовой скоростью волны подп.

Паоборот, если эти пассивные цепи, ни активный элемент Г. э. к. не обладают резонансными свойствами, то возможно возбуждение колебаний сложной формы, как периодич., так и непериодич. шумоподобных колебаний. Широкий класс таких Г. э. к. представляет собой *релаксационные генераторы*, в к-рых возбуждаются периодич. колебания разнообразной формы. В них за каждый период колебаний терится и вновь пополняется значит. часть колебат. энергии. Период колебаний при этом определяется временем релаксации (установления равновесия) в цепи генератора. Форма колебаний определяется совместно свойствами пассивных цепей и активного элемента и может быть самой разнообразной — от скачкообразных, почти разрывных колебаний (в мультипликаторах) до колебаний, близких к гармоническим (генераторы *RC* синусоидальных колебаний). Эта особенность релаксац. генераторов широко используется для получения элестрич. колебаний спец. формы — прямоугольных импульсов, пилообразного напряжения и тока, генерации гармонич. колебаний звуковой и сверхзвуковых частот и др. (см. *Генератор пилообразного напряжения*).

Наиб. разнообразны виды генераторов гармонич. колебаний. Их осн. характеристиками являются частота колебаний, выходная мощность, кпд, возможность механич. или элестрич. перестройки частоты, стабильность частоты, характеризующая шириной генерируемой спектральной линии и чувствительностью к внеш. воздействиям (температурн., механич. и т. д.), а также возможность работы генератора в непрерывном или импульсном режиме. Принципы построения и конструкция Г. э. к. зависят от диапазона генерируемых частот.

Генераторы низких и радиочастот. Для таких генераторов размеры l всех элементов много меньше длины волны λ ($l \ll \lambda$), поэтому к ним применимы понятия и законы элестрич. цепей с сосредоточ. параметрами.

LC-генераторы содержат в качестве осн. элемента пассивной цепи колебат. контур из индуктивности L и емкости C , потери в к-ром компенсируются с помощью лампового или транзисторного усилителя или усилителя более сложной структуры, напр. операционного. Такие генераторы являются генераторами гармонич. колебаний с частотой ω , близкой к резонансной частоте контура $\omega_{\text{рез}} = (LC)^{-1/2}$. Рабочая полоса переноса активных элементов простирается практически от нулевой до нек-рой макс. частоты $\omega_{\text{макс}}$ и значительно превышает полосу частот контура $\Delta\omega_{\text{экт}} \approx \omega_{\text{макс}} \gg \Delta\omega_{\text{рез}} = \omega_{\text{рез}}/Q$, Q — добротность контура с учётом нагрузки. Поэтому влияние активного элемента на частоту генерации невелико и обусловлено в

(полюстик. обратная связь) и колебат. энергия в контуре будет пополняться. Помимо индуктивной обратной связи применяются также автотрансформаторная и ёмкостная обратная связь. Для увеличения элестрич. параметров *LC*-генераторов используют более сложные схемы и лампы спец. конструкции. Ламповые генераторы работают в диапазоне частот от десятков кГц до 1 ГГц. Ниж. частотная граница обусловлена малой добротностью контуров с низкими собств. частотами.

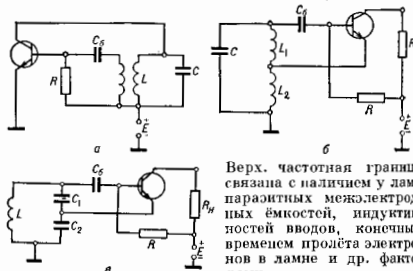


Рис. 5. Транзисторные *LC*-генераторы.

В трансисторных *LC*-генераторах также используются три осн. типа обратной связи — индуктивную, автотрансформаторную и ёмкостную (соответственно *a*, *b* и *v* рис. 5). Транзистор усиливает колебания, подводящие от контура через цепь обратной связи к базе, что позволяет осуществлять подвод колебат. энергии в контур для его возбуждения и поддержания незатухающих колебаний. Транзисторные генераторы работают в диапазоне частот от неск. кГц до 10 ГГц.

В к-в-р-ных *LC*-генераторах используются кварцевый резонатор, в к-ром энергия элестрич. поля преобразуется в энергию механич. колебаний и обратно. Элестрич. кварцевый резонатор аналогичен колебат. контуру с высокой добротностью до десятков млн. и слабой зависимостью резонансной частоты от темп-ры и др. факторов. Это позволяет добиться высокой стабильности генерируемой частоты.

RC-генераторы не содержат колебат. контуров. Активным элементом управляет *RC*-цепь обратной связи, создающая условия генерации лишь для одного гармонич. колебания с частотой, определяемой временем релаксации цепи. Применяются для получения гармонич. колебаний с частотами от неск. Гц до сотен кГц (см. *Генератор RC*).

Параметрич. генераторы представляют собой колебат. цепь (отд. контур или систему связанных контуров), в к-рой одна из ёмкостей C или индуктивностей L , где запасается колебат. энергия, зависит от прилож. напряжения или протекающего тока. Действие параметрич. генератора основано на явлении *параметрич. резонанса* (см. также *Параметрич. элестрич. генератор*, *Параметрич. генерация и усиление электромеханич. колебаний*).

Генераторы колебат. спец. формы являются обычно релаксац. генераторами. Наиб. распространены генераторы прямоугольных импульсов, разнообразного напряжения и тока, на основе к-рых строятся также генераторы др. ф-ций. *Мультипликатор* является двухтактным устройством, генерирующим прямоугольные импульсы напряжением путём попеременно зарядки и разрядки дв-ух ёмкостей в *RC*-цепи с помощью электронных ламп или транзисторов. Частота повторения импульсов лежит обычно в пределах 100 Гц — 10 кГц.

Дюккин-генераторы формируют короткие импульсы с длительностью 10^{-4} — 10^{-5} с и крутыми фронтами,

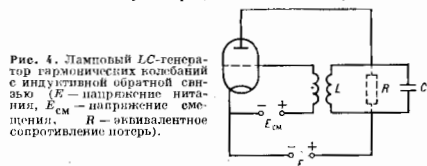


Рис. 4. Ламповый *LC*-генератор гармонических колебаний с индуктивной обратной связью ($E_{\text{см}}$ — напряжение питания, $E_{\text{см}}$ — напряжение смещения, R — эквивалентное сопротивление лампы).

осн. длинным внутри, (межэлектродных) ёмкостей и индуктивности вводов, а на высоких частотах — неким влиянием инерции электронов. Простейшая схема лампового генератора с индуктивной (трансформаторной) обратной связью приведена на рис. 4. Обратная связь осуществляется с помощью трансформатора, первичная обмотка к-рого вместе с конденсатором образует колебат. контур. Возникающие в контуре нач. колебания тока и напряжения за счёт индуктивной связи передаются на сетку триода и усиливаются в нём, приводя к пульсации анодного тока. При правильном подборе фазы напряжения на сетке эти пульсации будут складываться с нач. колебаниями тока

повторяющиеся через сравнительно большие промежутки времени. Для создания холостик. обратной связи в них применяют импульсный трансформатор с малой индуктивностью рассеяния и малой паразитной ёмкостью.

В генераторах пилообразного напряжения используют заряд или разряд ёмкости через сопротивление в схемах с электронными лампами, транзисторами, опер. усилителями.

Генераторы СВЧ. В генераторах СВЧ применяют разнообразные колебат. и волноводные системы (объёмные резонаторы, волноводы, замедляющие системы и т. д.), характерный размер $l \sim \lambda$. В основе работы их активных элементов (эл.-вакуумных и твердотельных приборов) лежат разнообразные физ. принципы передачи энергии электронов эл.-магн. поля, использующие как разл. механизмы излучения отл. электронов (тормозное, переходное, черенковское, синхротронное), так и разл. механизмы группировки потока электронов в движущиеся сгустки, создающие токи СВЧ и приводящие к индуциров. излучению.

Ламповые и транзисторные генераторы СВЧ представляют собой разл. модификации LC-генераторов, в к-рых применяют объёмные резонаторы и колебат. системы с распределёнными параметрами, триоды, тетроды и транзисторы спец. конструкции. Использование в ламповых генераторах плоских и коаксиальных металлокерамич. триодов обеспечивает получение импульсной мощности от $P_{\text{вых}} \sim 10$ кВт на частоте $f \sim 0,5$ ГГц до $P_{\text{вых}} \sim 2$ кВт при $f \sim 6$ ГГц. Резонаторы (тетродные генераторы с резонаторами внутри вакуумной оболочки) имеют ещё большую мощность в дециметровом диапазоне. Транзисторные генераторы СВЧ имеют малые размеры и массу, низковольтное питание, возможность электр. перестройки частоты. В них применяют как биполярные, так и полевые транзисторы, позволяющие достигать более высокие частот ~ 10 ГГц. Для получения ещё больших частот иногда используют сочетание транзисторного генератора и умножителя частоты в одном приборе. Транзисторы имеют широкую полосу рабочих частот $\Delta\omega_{\text{раб}} \gg \Delta\omega_{\text{посл}}$, что обеспечивает электр. перестройку частоты генераторов в пределах до неск. октав при изменении напряжения на включённом в резонатор варакторе (запертом диоде, ёмкость к-рого зависит от прилож. напряжения) либо при изменении магн. поля на помещённой в резонатор ЖИГ-сфере (монокристалле железно-иттриевого граната, индуктивность к-рого зависит от магн. поля).

В диодных генераторах СВЧ используют *ламино-пробитные диоды*, *туннельные диоды* и *Ганна диоды*, в к-рых при определённых условиях в полсе частот $\Delta\omega_{\text{раб}}$ появляется отрицат. дифференц. сопротивление, зависящее также от тока и напряжения на диоде. Включение такого диода в колебат. цепь СВЧ приводит к компенсации потерь в цепи и самовозбуждению колебаний на соответств. частотах. Диодные генераторы работают в диапазоне частот 1—100 ГГц, наиб. выходная мощность (до неск. Вт в непрерывном режиме) достигается при использовании ламино-пробитных диодов и диодов Ганна. Применяются механич. перестройка частоты диодных генераторов СВЧ при изменении геом. размеров резонатора, электр. перестройка частоты при изменении напряжения на диоде или при использовании варактора и ЖИГ-сфер. Частота Г. э. к. на ламино-пробитных диодах и диодах Ганна перестраивается механически в пределах октавы, а электрически — в диапазоне 15—40%.

Диодные и транзисторные генераторы применяются в качестве источников СВЧ-колебаний малой и ср. мощности (до десятков Вт в непрерывном режиме), они обладают рядом преимуществ перед эл.-вакуумными генераторами аналогичного назначения по размерам и массе, потребляемой мощности, долговечности и совместности с микросхемами. Вместе с тем предельная

мощность твердотельных генераторов ограничена величиной рассеиваемой в подпорядочные тепловую энергию и, но теоретич. оценкам, не превышает для одного прибора 100 Вт на частоте 10 ГГц, 10 Вт на частоте 30 ГГц.

Генераторы СВЧ с динамич. управл. ением электронным потоком в вакуумных электронных приборах (*клистронах*, *магнетронного типа приборах*, *лампах обратной волны*, *лампах бесущей волны* и др.), в отличие от ламповых генераторов на триодах и тетродах со статич. управлением электронным потоком, существенно используют инерцию электронов. Взаимодействие электронных потоков с эл.-магн. полем складается из двух процессов: возбуждения эл.-магн. поля в объёмном резонаторе, волноводе или замедляющей системе движущимися электронами и группировки (фазовой фокусировки) электронов при воздействии эл.-магн. поля на движение электронов.

В клистронных генераторах применяются отражательные и протыные клистроны. Часто они заменяются твердотельными генераторами, однако спец. конструкции отражат. клистронов (м и и т р о н ы) сравнимы с ними по своим размерам и питающим напряжениям.

Лампы обратной волны (ЛОВ) применяют в качестве Г. э. к. малой и ср. мощности: их гл. преимущество — большой диапазон электронной (электрич.) перестройки частоты. Диапазон электронной перестройки частоты определяется гл. обр. полосой пропускания замедляющей системы и может составлять неск. октав; их используют как гетеродины, задающие генераторы передающих устройств, для радиоспектроскопии и др.

Генератором высокостабильных колебаний миллиметрового диапазона является о р о т р о н — прибор с прямолинейным электронным потоком, взаимодействующим с полем открытого резонатора, в к-рый помещена металлич. решётка. Взаимодействие прямолинейного потока с эл.-магн. полем и группировка за счёт воздействия на электроны продольной составляющей поля характерны для СВЧ-приборов О-типа.

Имеется много генераторов СВЧ на магнетронного типа приборах, в к-рых электроны взаимодействуют с эл.-магн. полем при одноврем. движении в перпендикулярных электр. и магн. полях. При этом электроны передают эл.-магн. волну свою потен. энергию, взаимодействуя с продольной (по отношению к их дрейфовой скорости) составляющей перем. электр. поля, а группируются под действием поперечной составляющей отл. поля. Наиб. распространённым типом СВЧ-генераторов являются импульсные магнетроны, применяемые в радиолокации.

Наиб. мощность достигнута на магнетронах дециметрового диапазона; значит. мощность получена и на более коротких волнах. Магнетроны непрерывного режима широко применяют для нагрева. СВЧ-аппаратуры. Магнетроны характеризуются большим значением кпд.

В м и т р о н а х колебат. системой служит замкнутая в кольцо замедляющая система типа встречные штыри со слабо выраженными резонансными свойствами, что допускает значит. перестройку частоты генератора (в 3 раза) при изменении напряжения анод-катод. Др. генераторами магнетронного типа являются лампы обратной волны М-типа, стабилизаторы, отличающиеся от магнетрона разомкнутой колебат. системой и подключёнными к ней внош. высокочастотным резонатором, обеспечивающим высокую стабильность частоты генерируемых колебаний, и др. приборы.

Генераторами мощных колебаний миллиметрового диапазона воли являются *мазеры на циклотронном резонансе*. В них применяются винтовые электронные пучки в продольном статич. магн. поле, взаимодействующие с поперечным по отношению к оси пучка перем. электр. полем резонатора или волновода. Возбуждение колебаний происходит на циклотронной частоте вращения электронов в магн. поле или на одной из её гармоник, а группировка электронов в сгустки обуслов-

лена зависимость массы электронов от скорости, к-рая проявляется уже при небольших скоростях электронов $v_e \sim 0,1 c$.

В особый класс мощных генераторов СВЧ выделяют приборы с релятивистскими электронными пучками (скорость электронов $v_e \ll c$, ускоряющее напряжение $U > 100$ кВ), имеющие большой ток ($I \sim 10^3$ А) и соответственно большую мощность в течение импульсов огранич. длительности.

Оптические квантовые генераторы (ОКГ, лазеры). Колебат. системами ОКГ являются открытые резонаторы с размерами $D \gg \lambda$, образованные двумя или более отражающими поверхностями. Семейство *газовых лазеров* многочисленно, они перекрывают диапазон длин волн от УФ области спектра до субмиллиметровых волн. В *твердотельных лазерах* активной средой являются диэлектрич. кристаллы и стекла. Особый класс твердотельных ОКГ составляют *полупроводниковые лазеры*, в к-рых используются излучательные квантовые переходы между разрешенными энергетич. зонами, а не дискретными уровнями энергии. *Жидкостные лазеры* работают на неорганических активных жидкостях, а также на растворах органич. красителей (см. *Лазеры на красителях*).

Родственным эл.-вакуумным приборам СВЧ являются *лазеры на свободных электронах*, в к-рых активной средой служит релятивистский электронный поток.

Генераторы случайных сигналов представляют собой класс Г. э. к., предназначенных для генерирования непрерывных шумов или последовательностей импульсов со случайными значениями амплитуд, длительностей импульсов, интервалов между ними. Независимо от диапазона частот, в к-ром генерируются случайные сигналы, работа таких Г. э. к. основана на одном из двух физ. принципов: использовании естеств. источников шумов и случайных импульсов либо возбуждения стохастич. автоколебаний в Г. э. к. В качестве источников широкополосных шумов применяются шумовые полупроводниковые и вакуумные диоды, обладающие высоким уровнем шума электронного потока, тиратроны, помещенные в поперечное магн. поле, дробовые шумы входных ламп, транзисторов или фотодиодов в видеосигналах, фотоумножителях и др.; первичными источниками случайных импульсных последователь-

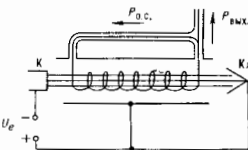


Рис. 6. Генератор стохастических колебаний на ЛЭВ со спиральной замкнутой системой и цепью заставляющей обратной связи; K — катод, K2 — коллектор.

ностей могут служить газоразрядные или сцинтилляц. счётчики продуктов радиоактивного распада. Производя усиление и преобразование создаваемых источником шумов с помощью разл. линейных и нелинейных устройств (усилителей, ограничителей, ждущих мультиплатформ, блокинг-генераторов, триггеров, работающих в режиме сдвига выбросов шума, и т. д.), можно получить непрерывные шумовые колебания или случайные последовательности импульсов с определ. законами распределения параметров в разл. диапазонах (низких, радио- и сверхвысоких частот).

Непосредств. возбуждение шумовых (стохастич.) автоколебаний без использования естеств. источников шума возможно в Г. э. к. колебат. система к-рых имеет по менее 1,5 степеней свободы, в том числе Г. э. к. с западающей обратной связью (см. *Странный аттрактор*). В лампах с бегущей волной (ЛЭВ), окрещенной петлей западающей обратной связи (рис. 6), при достаточной величине западающего сигнала и

коэф. усиления ЛЭВ возбуждается стохастич. автоколебания с широким спектром. В ЛЭВ стохастич. колебания возникают без введения доволнит. цепей обратной связи при увеличении тока электронного пучка примерно на порядок по сравнению с нусковым током, при к-ром происходит возбуждение гармонич. колебаний. Такие колебания получаются также в нек-рых схемах Г. э. к. с электронными лампами и полупроводниковыми активными элементами, причём имеется общая закономерность, присущая и др. динамич. си-

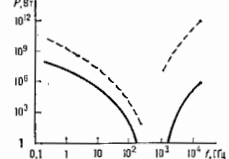


Рис. 7. Достигаемые выходные мощности генераторов непрерывным (сплошная кривая) и импульсным (пунктир) режимами работы.

стемам: вместе с ростом параметра, характеризующего эффективность передачи энергии активным элементом в колебат. цепь, в системе возбуждаются сначала гармонич. колебания, затем двух- или многочастотные и, наконец, стохастич. колебания.

Представление о достигнутой макс. мощности генерируемых гармонич. колебаний даёт рис. 7, причём в области СВЧ и более низких частот она получается при использовании вакуумных приборов, а в оптич. диапазоне — газовых лазеров.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1958; Куяр и С. В., Электронные СВЧ приборы, 2 изд., М., 1981; Вайс В. Д., Солнце в В. Л., 1978; Радиотехнические цепи и сигналы, М., 1982; Титце У., Шеки К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982; Рабинович Я. И., Трубецкий О. Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984.

ГЕНЕРАТОРЫ ПЛАЗМЫ — устройства, создающие из нейтральных веществ потоки низкотемпературной плазмы, т. е. плазмы с кинетич. энергией частиц \ll их энергии ионизации. Иногда термин «Г. п.» применяют и к др. источникам плазменных потоков, напр. плазменным ускорителям. К Г. п. естественно примыкают ионные и электронные источники, из к-рых электр. ионем вытягиваются потоки ионов и электронов соответственно. (О получении высокотемпературной плазмы см. в ст. *Термоядерный реактор*.)

Функциональную основу Г. п., как правило, составляет газовый разряд (дуговой, тлеющий, пучково-плазменный). Для генерации плазмы пока ещё редко используется ионизация рабочем вещества резонансным излучением, но в будущем, в связи с развитием лазеров, такие Г. п. могут получить значит. распространение. Г. п., работающая на газе при давлениях, сравнимых с атмосферным, обычно наз. *лазетронами*. Г. п., работающие на газах низкого давления, как правило, входят в состав более крупных устройств, напр. дуговых ступенчатых плазменных ускорителей или ионных источников. Если в плазмотронах одной из основных конструктивных трудностей является защита стенок газоразрядного канала от больших тепловых потоков, то в Г. п. низкого давления возникает проблема предотвращения гибели зарож. частиц на стенках. С этим борются, используя акриловку стенок магн. и электр. полями (см. *Ионные источники*), а также совмещая ионизацию и ускорение в одном объёме, благодаря чему поток плазмы попадает преим. в выходные отверстие Г. п. (см. *Плазменные ускорители*). В связи с задачей плазменной технологии большое внимание уделяется разработке Г. п., непосредствено генерирующих плазму из твёрдых веществ. Наб. распространение для этих целей получили вакуумные дуги с холодным катодом. Воз-

выходящие на этих катодах «плати» с большой плотностью тока ($\sim 10^3$ А/см²) вызывают интенсивную эрозию материала катода и ионизацию продуктов эрозии. Полученная таким способом плазма при необходимости доускоряется, очищается от нейтральных паров и макроцесты и направляется, напр., на деталь, подлежащую покрытию. Существуют Г. п., использующие для этих целей эрозию диэлектрика (см. *Скользящий разряд*) или анода. Последние два варианта реализуются в импульсных Г. п., в к-рых на короткое время создается разряд с большой плотностью тока около эродируемого элемента.

Появление импульсных лазеров привело к разработке Г. п., в к-рых плазма образуется в результате воздействия мощных лазерных импульсов на поверхность твердого или жидкого вещества. Такие Г. п. находят применение, в частности, для определения хим. состава этих веществ.

Осн. характеристики качества Г. п.: степень ионизации плазмы, энерг. энергия частиц, энергетич. цена иона, т. е. энергия, идущая на получение одного иона. Так, в плазмотронах ср. энергия частиц $\sim 0,5-1$ эВ, степень ионизации — единицы и десятки процентов, энергетич. цена иона $\sim 2-3$ «стоицандов» ионизации. При понижении давления и использовании поперечных магн. полей, созданных внем. катушками или токами, текущими в плазме, степень ионизации можно сделать близкой к полной, но энергетич. цена иона при этом возрастает в неск. раз.

Непрерывное возрастание областей приложения плазмы интенсивно стимулирует разработку всё новых разновидностей Г. п. и совершенствование имеющихся.

Лит.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, 1974; IX Всесоюзная конференция по генераторам низкотемпературной плазмы, 20—22 октября 1983 г. Тезисы докладов, Фр., 1983; см. также лит. при ст. *Плазмотрон*.

А. И. Морозов.

ГЕНЕРАЦИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННЫЙ ШУМ

— электрич. шум, вызванный случайными флуктуациями концентрации носителей заряда (электронов проводимости и дырок) в полупроводнике (см. *Флуктуации электрические*). Флуктуации возникают из-за случайного характера генерации носителей и их рекомбинации (или захвата на примесные центры). Флуктуации числа носителей в образце вызывают флуктуации его сопротивления, к-рые проявляются в виде флуктуаций напряжения или тока при протекании некоего ср. тока I по образцу под действием приложенного к нему напряжения V . В том случае, когда кинетика рекомбинац.

процессов в полупроводнике характеризуется одним временем жизни носителей τ , спектральная плотность N Г. ш. падает с ростом частоты f пропорц. лоренцевской ф-ции $(1+4\pi^2 f^2 \tau^2)^{-1}$ (рис.). В общем случае спектральная плотность Г. ш. — сумма лоренцевских ф-ций, отвечающих разным временам жизни. В однородных омических полупроводниках спектральная плотность Г. ш. пропорц. I^2 или V^2 . В полупроводниках фотоэлектрич. примесных излучения (фотосопротивления) Г. ш. — окр. помеха, ограничивающая мин. детект. мощность излучения. Измерение спектра Г. ш. — способ высоты НЧ влато спектральной плотности, либо частоты, при к-рой спектральная плотность падает вдвое по сравнению с НЧ значением, — позволяет определить время жизни носителей в полупроводнике.

Лит.: В а н д е р - З и л а А. Флуктуационные явления в полупроводниках, пер. с англ., М., 1961.

И. Ш. Мокеев.

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК

— см. в ст. *Взаимодействие световых волн*.

ГЕНЕРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

в полупроводниках — появление электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Г. н. з. происходит под действием теплового движения атомов кри-

сталлич. решётки (тепловая генерация), а также внем. факторов — освещения (оптич. генерация), облучения потоками частиц, сильных электрич. полей и др. Мерой Г. н. з. является скорость генерации — число носителей, возникающих в единице объёма за единицу времени. Тепловая Г. н. з. в равновесном полупроводнике уравновешивается их рекомбинацией (см. *Рекомбинация носителей заряда*), поэтому скорость тепловой генерации G равна скорости рекомбинации, т. е. $G=n_0/\tau$, где n_0 — равновесная концентрация носителей, τ — время жизни неравновесных носителей.

В случае оптич. Г. н. з. концентрация неравновесных носителей может превосходить равновесное значение на много порядков. Межзонное поглощение света, происходящее, когда энергия кванта $\hbar\omega$ превосходит ширину запрещённой зоны E_g , приводит к генерации электронно-дырочных пар ($G_{\text{пр}}=G_{\text{д}}$), примесное поглощение — к генерации электронов ($G_{\text{пр}}\neq 0, G_{\text{д}}=0$) или дырок ($G_{\text{пр}}=0, G_{\text{д}}\neq 0$). Скорость оптич. Г. н. з. при $\hbar\omega > E_g$ зависит от интенсивности света. При малых интенсивностях эта зависимость обычно линейна и описывается ф-лой

$$G = \eta \alpha I_0 \exp(-\alpha x), \quad (1)$$

где I_0 — плотность потока световых квантов (число квантов, падающих на единицу площади за единицу времени), α — коэф. поглощения света, x — глубина проникновения, η — квантовый выход (коэф., определяющий, какая доля поглощённых квантов приводит к появлению носителей заряда). При $\hbar\omega \ll E_g$ $\eta \ll 1$, т. к. внутрizonное поглощение света не приводит к появлению новых носителей. При $\hbar\omega > E_g$ возможно $\eta > 1$, т. к. из-за взаимодействия между электронами один фотон может возбудить более одного электрона.

При $\hbar\omega > E_g$ (рентг. или γ -излучение) Г. н. з. состоит из первичного акта ионизации, при к-ром возникают носители большой энергии ($\sim \hbar\omega$), и множества процессов ударной ионизации, в к-рых образуются новые электронно-дырочные пары. При этом $\eta > 1$, однако $\eta < \hbar\omega/E_g$. Последнее связано с необходимостью сохранения импульса в элементарных актах рождения электронно-дырочных пар с возбуждением колебаний решетки. При $\hbar\omega > E_g$ часто возбуждают приближённой ф-лой $\eta \approx \hbar\omega/3E_g$. Аналогичным образом протекает Г. н. з., если вместо фотонов использовать заряд. Частицы большой энергии $E \gg E_g$ (электроны, протоны, α -частицы и т. п.; см. *Полупроводниковый детектор частиц*).

При высоких интенсивностях света (лазерное излучение), когда существенны процессы многократного поглощения света, зависимость скорости Г. н. з. от интенсивности становится нелинейной (см. *Многофотонные процессы, Полупроводниковый лазер*).

Г. п. з. происходит также в присутствии сильного электрич. поля вследствие ударной ионизации и туннельных переходов электронов в зону проводимости из валентной зоны (т. н. пробой Зенера) и с примесных уровней.

Лит.: Р ы в и н С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; В а в и л о в В. С., Действие излучения на полупроводники, М., 1963; А у т и н, Г е н - н о в Д., Г е р м а н К., Фотоэлектрические явления, пер. с нем., М., 1980.

Э. М. Эштейн.

ГЕНРИ (Гн, Н)

— единица СИ индуктивности и взаимной индуктивности, равная индуктивности электрич. коилтура, возбуждающего магн. поток в 1 Вб при силе тока в нём 1 А. Назв. в честь Дж. Генри (J. Henry).

1 Гн равен также индуктивности электр. цепи, в к-рой возникает эдс самоиндукции в 1 В при равномерном изменении тока в ней со скоростью 1 А/с. 1 Гн = -1 В·с/А = -1 Вб/А = 10^9 см (ед. СГСМ) = $1,11 \cdot 10^{-12}$ ед. СГС.

ГЕНРИ ЗАКОН — устанавливает прямо пропорциональную зависимость концентрации с газа, растворённого при пост. темп-ре в данном растворителе, от пар-

циального давления p этого газа над поверхностью раствора:

$$c = \Gamma p, \quad (1)$$

где Γ — коэф. (или константа) Генри, к-рый зависит от темп-ры:

$$\frac{d \ln \Gamma}{dT} = \frac{\Delta H}{RT^2} \quad (2)$$

(ΔH — изменение энтальпии при растворении). Г. з. сформулирован в 1803 У. Генри (W. Henry).

Г. з. относятся иногда и др. сходные зависимости: прямо пропорциональную зависимость концентрации твердых и жидких растворенных веществ от их парциального давления; пропорциональную зависимость концентрации в адсорб. слое от парциального давления. В последнем случае Г. з. отвечает нач. участку изотермы адсорбции — т. н. область Генри. Г. з. справедливы при условии, что мол. масса растворяемого или адсорбируемого вещества в парогазовой и конденсированной фазах одинакова, т. е. эти процессы не должны сопровождаться ассоциацией или диссоциацией молекулы.

Константа Генри различна для разных растворов, а также для объемных и поверхностных явлений одного раствора. Различны и диапазоны изменений концентраций, при к-рых справедлива Г. з. Область Генри для адсорбции занимает обычно много меньший диапазон концентраций, чем для объемного растворения для тех же растворителей и растворимых веществ; этот факт используется в газожидкостной хроматографии. Замена в (1) парциального давления p на летучесть f , учитывающую неидеальность парогазовой фазы, расширяет диапазон концентраций, в котором действует Генри закон.

Г. з. — частный случай закона распределения вещества между несмешивающимися растворами: отношение концентраций определ. компонента в таких растворах не зависит от общего кол-ва этого компонента. Этот факт используется в зонной очистке вещества.

Лит.: Мелвилл Хьюз Э. А., Физическая химия, пер. с англ., тт. 1—2, М., 1962. Ю. Н. Любатов.

ГЕНРИ НА МЕТР (Гн/м, П/м) — единица СИ абсолютной магн. проницаемости, 1 Гн/м равен абс. магнитной проницаемости среды, в к-рой при напряженности магн. поля 1 А/м создается магн. индукция 1 Тл; 1 Гн/м = 1 Тл·м/А = 1 Вб/(А·м) = 10⁷/4 ед. СГСМ.

ГЕОАКУСТИКА (от греч. *gē* — Земля и *akustika*) — раздел акустики, в к-ром изучаются закономерности распределения упругих волн с частотами от 10⁻¹ до 10⁸ Гц в земной коре. Сюда относится также исследование акустик. характеристик горных пород (скорости распространения и затухания упругих волн в них). В Г. наряду с продольными изучаются и др. типы *упругих волн* (поперечные, волны Лива, Стоуни, Ламба). Экспериментально установлено, что скорости и коэф. затухания продольных упругих волн в горных породах изменяются в пределах 300—8·10⁸ м/с и 10⁻³—10⁻¹ дБ/м соответственно. Геоакустик. исследования проводят с целью прогноза землетрясений (сейсмология), изучения строения и свойств литосферы (глубинные сейсмич. зондирование), поиска и разведки месторождений и полезных ископаемых (сейсморазведка, звуковая нотажа). Возбуждение и приём упругих волн осуществляются на поверхности Земли, поверхности и дне акваторий, в глубоких скважинах и горных выработках. Наряду с натурными исследованиями, в Г. используют также методы УЗ-моделирования волновых явлений и лаб. методики исследования.

Источниками упругих волн при натурных исследованиях служат естественная и наведенная *эмиссия* акустическая, возникающая при растрескивании массивов горных пород, специально проводимые взрывы, электрогидравлич. вибраторы, пьезоэлектрич., магнитострикц. и др. излучатели звука. Приём упругих волн ведут с помощью спец. приборов — *геофонов*.

В зависимости от интенсивности упругих волн и характера взаимодействия их с геологич. средами Г. можно разделить на линейную и нелинейную. Для изучения строения и свойств геологич. сред используют преим. методы линейной Г. Методы нелинейной Г., связанные с активным воздействием упругих волн на среду (изменение температуропроводности, фильтрац. характеристик, давления насыщения углеводородных систем и др.), применяют для интенсификации добычи полезных ископаемых.

Лит.: И м и н о в В. С., Геоакустика, М., 1969; Сургучев М. Л., Кузнецов О. Л., С м и н и н Э. М., Гидродинамическое, акустическое и тепловое циклическое воздействия на нефтяные пласты, М., 1975; И в а н и в Б. Н., К а р г о с Е. В., К у з н е ц о в О. Л., Акустический метод исследования скважины, М., 1978.

ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ ЛИНИЯ (от греч. *gēodaisia*, букв. — деление Земли) — геом. понятие, обобщающее представление о прямой линии в евклидовом пространстве на случай пространств более общего вида (искривлённых поверхностей в евклидовом пространстве, римановых пространств, дифференцируемых многообразий с линейной связностью и т. п.). Конкретное определение Г. л. зависит от геом. структуры рассматриваемого пространства. В случае дифференцируемых многообразий с линейной связностью Г. л. — кривая $x^{\mu}(\lambda)$, вдоль к-рой касательный вектор $u^{\mu}(\lambda) = dx^{\mu}/d\lambda$ переносится параллельно ($\mu=1, 2, \dots, N$, где N — размерность пространства). При спец. выборе параметра λ (аффинный параметр на Г. л.) условие параллельного переноса $u^{\mu}(\lambda)$ принимает вид

$$u^{\nu} \nabla_{\nu} u^{\mu} = 0, \quad (1)$$

где точкой с запятой обозначает *ковариантная производная*. С помощью коэф. связности $\Gamma_{\nu\tau}^{\mu}$ ур-ние (1) переписывается в форме

$$\frac{d u^{\mu}}{d\lambda} + \Gamma_{\nu\tau}^{\mu} u^{\nu} u^{\tau} = 0. \quad (2)$$

В римановом пространстве с метрикой $g_{\mu\nu}$ и элементом длины $ds = g_{\mu\nu} dx^{\mu} dx^{\nu}$ коэф. связности (*Кристоффеля символов*) выражаются через $g_{\mu\nu}$ след. образом:

$$\Gamma_{\nu\tau}^{\mu} = \frac{1}{2} g^{\mu\alpha} \left(\frac{\partial g_{\alpha\nu}}{\partial x^{\tau}} + \frac{\partial g_{\alpha\tau}}{\partial x^{\nu}} - \frac{\partial g_{\nu\tau}}{\partial x^{\alpha}} \right). \quad (3)$$

В этом случае локально эквивалентное определение Г. л. можно ввести с помощью вариацион. принципа. Под Г. л., соединяющей точки P_1 и P_2 риманова пространства, понимается кривая экстремальной длины. Условие экстремальности функционала

$$s_{12} = \int_{P_1}^{P_2} ds = \int_{P_1}^{P_2} (g_{\mu\nu} dx^{\mu} dx^{\nu})^{1/2}$$

записывается в виде ур-ния Эйлера — Лагранжа

$$\frac{d}{d\lambda} (g_{\mu\nu} u^{\nu}) = \frac{1}{2} \frac{\partial g_{\alpha\beta}}{\partial x^{\mu}} u^{\alpha} u^{\beta}; \quad u^{\mu} = \frac{dx^{\mu}}{d\lambda},$$

что с учётом соотношения (3) эквивалентно условию параллельного переноса касательного вектора (2). Т. о., в малой области риманова пространства Г. л. являются не только «прямейшей», но и кратчайшей кривой между двумя точками. Аналогично определяются Г. л. на искривлённых поверхностях, вложенных в евклидово пространство большей размерности. Поведение Г. л. в римановом пространстве аналогично поведению прямых в евклидовом пространстве лишь в малой области. При сравнении с кривыми, не близкими к данной Г. л., последняя может и не быть кратчайшей.

Понятие Г. л. используется в физ. теориях. Так, движение консервативной механич. системы с конечным числом степеней свободы описывается Г. л. в нек-ром специально подобранном римановом пространстве. Аналогичным образом можно описать распространение световых лучей в среде с показателем преломления, зависящим от координат.

В псевдоримановом пространстве общей теории относительности (ОТО) существуют Г. л. трёх типов: времениподобные ($u^\mu u_\mu > 0$), изотропные, или нулевые ($u^\mu u_\mu = 0$), и пространственноподобные ($u^\mu u_\mu < 0$, $\mu=0, 1, 2, 3$). Временноподобные Г. л. являются м и р о в ы м и л и н и я м и пробных точечных частиц с отличной от нуля массой покоя, движущихся в гравитац. поле, определяющем метрику пространства-времени Евк. Временноподобные Г. л. соответствуют максимуму длины кривой. Изотропные Г. л. соответствуют движению фотонов и др. безмассовых частиц. Пространственноподобные Г. л. не соответствуют движению реальных частиц, однако они важны для понимания геом. свойств самого пространства-времени. Второй член в ур-нии (2) для Г. л. в контексте ОТО можно интерпретировать как гравитац. силу, действующую на материальную точку. В силу эквивалентности тяготения и инерции эта величина не имеет тензорного характера и может быть обращена в нуль вдоль нек-рой кривой спец. выбором системы координат (свободно падающая система отсчёта). При этом взаимное положение двух близких Г. л. не зависит от системы координат и может быть использовано для описания «истинного» действия гравитац. поля. Для двух близких Г. л. $x^\mu(s)$ и $x^\mu(s) + \delta x^\mu(s)$ из (2) получим

$$\frac{D^2 \delta x^\mu}{ds^2} = R^\mu_{\lambda\nu\sigma} \delta x^\nu u^\lambda u^\sigma,$$

где $DA^\mu/ds = A^\mu_{,\lambda} u^\lambda$ — абс. производная, $R^\mu_{\lambda\nu\sigma}$ — кривизны тензор. Т. о., хотя свободно падающая в гравитац. поле частица покоится в падающей вместе с ней системе отсчёта, другая, близкая к ней частица движется относительно первой. Этот пример иллюстрирует локальный характер принципа эквивалентности сил тяготения и инерции.

Ряд свойств Г. л. в пространстве-времени ОТО удастся получить, используя ур-ния Эйнштейна совместно с нек-рыми предположениями относительно свойств создающей гравитац. поле материи. Напр., если плотность энергии неотрицательна во всех физических допустимых системах отсчёта, то поперечное сечение пучка Г. л. $S(\lambda)$ (λ — аффинный параметр вдоль пучка) удовлетворяет условию $d^2 S/d\lambda^2 \leq 0$. Отсюда следует, что если в нек-рой точке производная $dS/d\lambda$ стала отрицательной, то через конечный промежуток значений λ сечение S обратится в нуль (фокальная точка). Подобные рассуждения лежат в основе т. н. теорем о сингулярности Хокинга — Пенроуза.

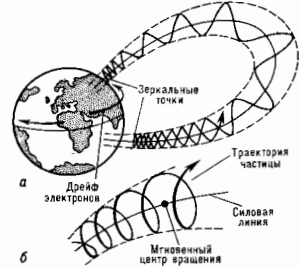
Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Громол Д., Клингсберг В., Мейер В., Риманова геометрия в целом, пер. с нем., М., 1971; Хокинг С., Эллинг Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977; Миннер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Дубровин В. А., Иноземцев С. П., Френкель А. К., Современная геометрия, 2 изд., М., 1985; Кобаяси Ш., Номидзу К., Основы дифференциальной геометрии, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981. Д. В. Гальцов.

ГЕОМАГНЕТИЗМ — то же, что земной магнетизм.
ГЕОМАГНИТНАЯ ЛОВУШКА — ловушка для зарядк. частиц, образующая магн. полем Земли. Возможность захвата зарядк. частиц геомагн. полем была показана расчётами К. Стёрмера (К. Störmer, 1913) и Х. Альвена (H. Alfvén, 1950), но лишь эксперименты на ИСЗ подтвердили реальное существование Г. л. и показали, что она заполнена частицами высоких энергий (от неск. кэВ до сотен МэВ), образующими радиационные пояса Земли.

Силовые линии магнитного поля Земли имеют такую конфигурацию, что образуют адиабатич. магнитную ловушку для попадающих на них зарядк. частиц. Для зарядк. частиц, движущихся в квазистационарных магн. полях, магн. момент движения μ с хорошей точностью является адиабатич. инвариантом: $\mu = mv^2 \sin^2 \alpha / 2B = \text{const}$ (α — угол между вектором скорости v частицы и направлением напряжённости H магн. поля, т. н. нитч-угол). Это приводит к увеличению попереч-

ной составляющей скорости $v_\perp = v \sin \alpha$, когда частица попадает в область с возрастающей напряжённостью магн. поля, и уменьшению (при неизменной полной энергии частицы) продольной составляющей v_\parallel . В области, где поле усиливается, частица затормозится, а затем в точке, где $v_\parallel = 0$, отразится от т. я. магн. зеркала и будет двигаться к сопряжённой зеркальной точке Г. л.

Частицы, захваченные в Г. л., совершают колебат. движение из одного полушария в другое, двигаясь вдоль силовых линий, одновременно прецессируя вокруг них (см. Лармора прецессия) и дрейфуя по долготе из-за неоднородности геомагн. поля (рис.). Время колебаний частиц на Северном полушарии и Южное и обратно



Движение зарядк. частиц, захваченных в магнитную ловушку (а). Частицы движутся по силовым линиям магнитного поля Земли (б) и одновременно дрейфуют по долготе.

составляет от 10^{-3} до 10^{-1} с. За время своей жизни в захваченном состоянии (от одних суток до 30 лет) частицы совершают многие миллионы колебаний. Долготный дрейф происходит со значительно меньшей скоростью, при этом протоны и электроны дрейфуют в разные стороны. В зависимости от энергии частицы совершают полный оборот вокруг Земли за время от неск. мин до суток.

Из захваченного состояния частицы выходят вследствие разл. флуктуаций, к-рым подвержено магн. поле Земли: магнитные бури и др. возмущения, иррегулярные к нарушению первого являрнанта движения и «сбросу» частиц в атмосферу Земли. Частицы с очень большим лармовским радиусом имеют повышенную вероятность столкнуться с частицами атмосферы (ионосферы) Земли и также покинуть Г. л. Пополнение частиц радиц. поясов происходит как за счёт пост. захвата продуктов распада нейтронов (электронов, протонов), образованных космическими лучами в верх. атмосфере Земли, так и частиц солнечного ветра и ионосферы с последующим их ускорением при разл. возмущениях магн. поля.

Лит.: Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы, 3 изд., М., 1969; Тверская В. А., Динамика радиационных поясов Земли, М., 1968; Хесс В., Радиационный пояс и магнитосфера, пер. с англ., М., 1972. Ю. П. Лозаев.
ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ АКУСТИКА — упрощённая теория распространения звука, преобладающая дифракц. явлениями (см. Дифракция волн, Дифракция звука). В Г. а. звуковые поле представляются в виде лучевой картины, не зависящей от длины волны, и считают, что звуковая энергия распространяется вдоль каждой лучевой трубки независимо от остальных лучей; это даёт обратную пропорциональность между плотностью потока энергии вдоль луча и площадью поперечного сечения лучевой трубки. В однородных средах лучи — прямые линии, в неоднородных они искривляются (см. Рефракция звука).

С матем. точки зрения Г. а. есть предельный случай волновой теории распространения звука при стремлении длины волны к нулю и в этом отношении аналогична *геометрической оптике* в теории распространения света. Г. а. можно пользоваться при конечной длине волны звука, если эта длина достаточно мала по сравнению с расстоянием, на к-ром скорость звука меняется существенно, и по сравнению с характерными размерами задачи (напр., размерами препятствия, поперечником излучателя и т. п.); кроме того, должно быть выполнено условие медленности изменения параметров звукового поля в направлении, перпендикулярном к лучам. Г. а. неприменима или даёт значит. погрешность при расчёте звукового поля в областях, где вследствие волновой природы звука существуют дифракц. эффекты, к-рые в Г. а. не учитываются принципиально (напр., вблизи границы тени, вблизи фокальной области при *фокусировке звука* и т. п.). В области применимости Г. а. звуковое поле в любой точке можно рассматривать локально как квазиплоскую волну, бегущую в направлении касательной к лучу. Для гармонич. волн каждую величину p , характеризующую поле, можно записать в виде

$$p = ae^{-i\omega t + i \frac{\omega}{c_0} \Psi}$$

где ω — частота, амплитуда a — медленно меняющаяся функция координат, c_0 — локальная скорость звука в нач. точке, а *закон* Ψ связан с локальным коэф. преломления n соотношением

$$\nabla \Psi = nT,$$

где T — единичный вектор касательной к лучу. Пользуясь *Ферма принципом*, можно найти ур-ние луча в виде

$$\kappa = \frac{1}{n} (\nabla n N),$$

где κ — кривизна луча, N — единичный вектор его гл. нормали. Из этого ур-ния следует, что луч искривляется в сторону уменьшения скорости звука.

При распространении звука соотношения Г. а. могут потерять свою применимость в результате усложнения структуры звукового поля, а затем вновь восстановить её. Так, при приближении к акустической поверхности Г. а. даёт при расчёте поля ошибочные результаты (в частности, согласно лучевой картине, поле на акустике обращается в бесконечность); по удалении от акустики звуковое поле снова правильно описывается лучевой картиной. При физ. выделении лучевой трубки, напр. при диафрагмировании плоской волны большим отверстием в экране, когда, согласно Г. а., проходящий пучок параллельных лучей должен был бы распространяться неограниченно, в действительности лучи постепенно вытесняются с боков дифракц. полем и на расстояния $r \sim D^2/\lambda$ от экрана (D — линейный размер отверстия, λ — длина волны звука) проходящее поле полностью теряет свой лучевой характер. При $r \gg D^2/\lambda$ лучевой характер поля восстанавливается, но получающийся пучок лучей оказывается расходящимся. Аналогично ведёт себя пучок лучей, создаваемый большим поршневым излучателем. Звуковая тень позади большого препятствия засвечивается с боков дифракц. полем, огибающим препятствие. Вдали от источников звука и от препятствий звуковое поле в среде со свой- ствами, медленно меняющимися от точки к точке, описывается лучевой картиной всюду, за исключением областей, близких к акустикам. Действие *линз акустических и зеркал акустических* можно изучать при помощи Г. а. всюду, за исключением области, близкой к фокусу.

Отражение и преломление звука можно рассматривать при помощи лучевой картины при условии, что радиусы кривизны граничной поверхности велики по сравнению с длиной волны, а источник звука находится вдали от границы. Направлении отражённых и прелом-

лённых лучей следует определять по *Снелля закону*, считая, что отражение происходит в каждой точке от плоскости, касательной к поверхности в этой точке; амплитуды отражённого и преломлённого луча определяются по ф-лам Френеля для отражения и преломления плоских волн.

Г. а. широко применяют при расчёте звуковых полей в естеств. средах: в атмосфере, океане и толще Земли (особенно при распространении на большие расстояния). Лучевая картина позволяет объяснить образование звуковых теней, зон молчания, зон аномальной слышимости, явление сверхдальнего распространения в *подводном звуковом канале* и т. п. и делается неприменимой только на низком *инфразвуке* (см. *Гидроакустика, Геоакустика*).

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Бреховских И. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1978, гл. 6; Чернов Ю. А., Волны в случайных неоднородных средах, М., 1975, ч. 1; М. А. Исаксон, ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучаются законы распространения света в прозрачных средах и условия получения изображений на основании матем. модели физ. явлений, происходящих в оптич. системах, справедливой, когда длина волны света бесконечно мала. Положения Г. о. имеют значения первых приближений, согласующихся с наблюдаемыми явлениями, если эффекты, вызываемые волновой природой света, — интерференция, дифракция и поляризация — несущественны. Выводы Г. о. строятся дедуктивным методом на основании неск. простых законов, установленных опытным путём:

1. Закон прямолинейного распространения света: в однородной среде свет распространяется прямолинейно. Линия, вдоль к-рой переносится световая энергия, наз. лучом. В однородной среде лучи света представляют собой прямые линии.

2. Закон преломления, к-рый устанавливает изменение направления луча при переходе из одной однородной среды в другую: падающий и преломлённый лучи лежат в одной плоскости с нормалью к преломляющей поверхности в точке падения, а направления этих лучей связаны соотношением $n \sin \alpha = n' \sin \alpha'$, где n и n' — показатели преломления соответственно первой и второй сред, α — угол падения (угол между лучом, падающим на поверхность, и нормалью к поверхности в точке падения), α' — угол преломления (угол между преломлённым лучом и нормалью к поверхности в точке падения). Закон преломления открыт в 17 в. В. Снеллиусом (W. Snellius) и П. Декартом (R. Descartes).

3. Закон отражения, к-рый устанавливает изменение направления луча в результате встречи с отражающей (зеркальной) поверхностью: падающий и отражённый лучи лежат в одной плоскости с нормалью к отражающей поверхности в точке падения, и эта нормаль делит угол между лучами на две равные части. Формально этот закон можно рассматривать как частный случай закона преломления при $n' = -n$. Закон отражения впервые упоминается в «Катоптрике» Евклида (примерно 300 до н. э.).

4. Закон независимого распространения лучей: отлучи не влияют друг на друга и распространяются независимо. Если в какой-либо точке сойдётся две системы лучей, то освещённости, создаваемые ими, складываются.

Понятие лучей сохраняется и в *волновой оптике*, в к-рой световые лучи Г. о. трактуются как нормали к волновой поверхности — геом. месту точек, в к-рых световые эл.-магн. колебания имеют одинаковую фазу. Согласно теореме Малюса — Дюпюна, пучку лучей, вышедшему из к.-л. точки, после произвольного числа преломлений и отражений в последней среде соответствует множество ортогональных этому пучку поверхностей, являющихся волновыми поверхностями, т. е. свойство ортогональности не теряется при преломлении и отражении. Произведение показателя преломления однородной среды n на расстояние между двумя волновыми

поверхностями l , измеренное вдоль к.-л. луча, наз. *оптической длиной пути* $L=ln$. Оптич. путь пропорционален времени распространения света. В неоднородной среде $L=\int_0^l n dl$. В соответствии с *Ферма принципом* распространение света из одной точки в другую происходит таким образом, что длина оптич. пути между этими точками имеет экстрем. значение.

Положения Г. о. особенно эффективно используются при расчёте оптич. систем — совокупностей преломляющих и отражающих поверхностей, обладающих заданными свойствами. Действие оптич. систем проявляется в виде геом. связи между двумя пространствами, одно из к-рых, наз. *пространством предметов*, содержит как самосветящиеся, так и освещаемые к.-л. источником света точки, линии и поверхности. Во втором пространстве, наз. *пространством изображений*, возникают их оптич. изображения. Соответствующие друг другу и падающие в пространствах предметов и изображений геом. элементы, а также лучи наз. *сопряжёнными*. Для исследования свойств нуковых лучей, распространяющихся через оптич. системы, разработаны спец. характеристики. Ф-ция Гамильтона и её видоизменения — *эйконолы*. Оптич. путь между точками, одна из к-рых находится в пространстве предметов, а другая — в пространстве изображений, представленный как ф-ция направляющих косинусов луча в пространстве предметов и сопряжённого луча в пространстве изображений, наз. *угловым эйкономом*. Частные производные от углового эйконала по направляющим косинусам луча в пространстве изображений линейно зависят от координат точки пересечения луча с плоскостью в пространстве изображений. Это свойство эйконала позволяет в принципе найти координаты точек пересечения лучей с плоскостью в пространстве изображений по заданным в пространстве предметов направляющим косинусам лучей и координатам точек их пересечения с к.-л. плоскостью. Однако эйконал в случаях, представляющих интерес для практики, не удаётся выразить в конечном виде. Приходится прибегать к его разложению в ряд. Первый член такого разложения соответствует т. н. области Гаусса, где пучку лучей в пространстве предметов, исходящему из одной точки, — *гомоцентрическому пучку* — соответствует *гомоцентрич. нуков* в пространстве изображений.

Особое прикладное значение в Г. о. имеет теория центрир. оптич. системы — совокупности преломляющих и отражающих поверхностей вращения, имеющих общую ось, наз. оптич. осью, и симметричное относительно этой оси распределение показателей преломления (если система содержит неоднородные среды). Большинство используемых на практике оптич. систем (фотообъективов, зрительных труб, микроскопов и т. н.) являются центрированными. В таких системах для области пространства, бесконечно близкой к оптич. оси и наз. *параксильной областью*, действуют простые законы, связывающие положение луча, вышедшего из системы, с возмещением в нём лучом. Для центрир. оптич. систем область Гаусса совпадает с параксильной областью. Исходные положения параксильной оптики — т. н. законы соленейного средства, по к-рым каждой прямой пространств. предметов соответствует одна сопряжённая с ней прямая в пространстве изображений, каждой точке — сопряжённая с ней точка и, как следствие, каждой плоскости — сопряжённая с ней плоскость. С помощью условного распространения действия законов параксильной оптики на всё пространство вводится понятие *идеальной оптич. системы*, изображающей любую точку пространства предметов в виде точки в пространстве изображений. Любая геом. фигура, расположенная в пространстве предметов на плоскости, перпендикулярной оптич. оси, изображается идеальной системой в виде геометрически подобной фигуры в пространстве изображений также на плоскости, перпендикулярной

оптич. оси. Коэф. подобия фигур равен абс. значению линейного увеличения оптич. системы (см. *Увеличение оптической*). Осн. понятиями параксильной оптики, или теории идеальных оптич. систем, являются *кардинальные точки оптической системы*. Ограниченные поперечные размеры входных отверстий оптич. систем приводят к ограничению как телесного угла пучков лучей, исходящих из отд. точек предмета, так и к ограничению изображаемого пространства. С ограничением пучков лучей в оптич. системах связаны такие понятия Г. о., как апертурная и нолевая *диафрагма*, входной и выходной апертуры, апертурный и полевой углы, числовая *апертура*.

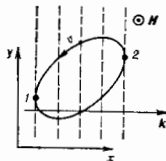
Реальная оптич. система в приближении Г. о. отличается от идеальной наличием аберраций — дефектов изображения, иррегулярности в том, что точки пространства предметов изображаются в виде пятен со сложной структурой, а также в нарушении подобия между предметом и изображением (см. *Аберрации оптических систем*). В системах, содержащих преломляющие поверхности и работающих в монохроматич. свете, возникают ещё и *хроматические аберрации*, обусловленные явлением дисперсии оптич. материалов. Точные значения аберраций оптич. системы на стадии её проектирования определяют путём расчёта хода лучей, выполняемого на ЭВМ по ф-лам, в основе к-рых лежат законы Г. о. Аналитич. связь аберраций с конструктивными параметрами оптич. системы — радиусами кривизны оптич. поверхностей, расстояниями между их вершинами, показателями преломления сред и т. п. — может быть установлена лишь приближённо на основе использования высших членов разложения эйконала в ряд. Путём проведения спец. расчётов на стадии проектирования аберрации оптич. систем уменьшают до приемлемого уровня.

Лит.: Т у д о в о в с к и й А. Н. Теория оптических приборов, 2 изд., М.—М.: М.—Д., 1948; С т у с а р о в Г. Г. Методы расчёта оптических систем, 2 изд., Л., 1969; Г е р с б е р г е р М., Современная геометрическая оптика, пер. с англ., М., 1962; Ч у р и л о в с к и й В. Н. Теория оптических приборов, М.—Д., 1966; ГОСТ 7427—76. Геометрическая оптика. Термины, определения и буквенные обозначения.

А. П. Грамматин.
ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ — осцилляция коэф. поглощения α УЗ в металлах в магн. поле H , перпендикулярном волновому вектору звука K . Пост. магн. поле влияет на движение электронов, вынуждая их двигаться по траекториям, вид к-рых определяется сечением поверхности пост. энергии плоскостями, перпендикулярными H ; осп. вклад дают электроны с энергией, близкой к уровню Ферми (т. е. волни *ферми-поверхности*). Г. о. имеют место, если длина свободного пробега l электронов гораздо больше характерного размера r_L ларморовской орбиты электрона в магн. поле, к-рый, в свою очередь, гораздо больше длины волны звука

$$\lambda = 2\pi/k \quad (2\pi/k < r_L < l).$$

В указанных условиях электрон эффективно взаимодействует



Проекция траектории электрона на плоскость, перпендикулярную магнитному полю; штриховые линии — плоскости равной фазы звуковой волны.

увет со звуковой волной лишь в окрестностях точек, где проекция скорости v электрона на K мала (точки 1 и 2 на рис.). Вблизи этих точек электрон в течение длт. времени движется в почти наст. поле звуковой волны. На остальных участках ср. сила, действующая на электрон со стороны волны, мала, поскольку, в силу условия $kr_L \gg 1$, фаза волны быстро изменяется в масштабе траектории. Поэтому вклад электрона в поглощение определяется суммой вкладов точек эффективного взаимодействия (типа 1 и 2) на участке траектории, пройденном за время между столкновениями,

причем существенной оказывается корреляция фаз волны, соответствующих этим точкам. Эта корреляция не изменится, если размеры орбиты изменить на целое число длин волн. Поскольку диаметр орбиты $r_L \sim \sim H^{-1}$, а периодически зависит от H^{-2} . Т. к. общий вклад в поглощение в $l/r_L \gg 1$ раз больше вклада за один оборот, то столько же раз больше значений коэф. поглощения σ_0 в отсутствие поля H . Глубина модуляции осцилляц. картины при этом невелика ($\approx 1/\sqrt{k r_L}$), поскольку в поглощении дают вклад разные траектории (с разными расстояниями между точками 1 и 2). В итоге картина частично «замазывается», а осц. вклад дают такие сечения поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной H , где разность $p_{\parallel}^{(1)} - p_{\parallel}^{(2)}$ экстремальна (здесь p_{\parallel} — проекция импульса электрона p). Эти сечения и определяют период G о.

Впервые на опыте Г. о. наблюдал Х. Бёммель в Sn [2]; их теорию построил А. В. Пидпард [3] и В. Л. Гуревич [4]. Наблюдение Г. о. используется для определения геометрии и характерных размеров поверхности Ферми металлов. Г. о. — частный случай более широкого класса магнетоакустических явлений.

Лит.: 1) Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; 2) Bömmel H. E., Attenuation in superconducting and normalconducting at low temperatures, «Phys. Rev.», 1965, v. 100, p. 758; 3) Пидпард А. В., A proposal for determining the Fermi surface by magneto-acoustic resonance, «Phil. Mag.», 1957, v. 2, p. 1147; 4) Гуревич В. Л., Поглощение ультразвука в металлах в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1959, т. 37, с. 71. Ю. М. Далецкий.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ФАКТОР — величина, определяющая геометрию пучка излучения; используется в *фотометрии*, космофизике при регистрации излучений и потоков частиц. Г. ф. G зависит от размеров и взаимного расположения диафрагм, совместно выделяющих из всех возможных прямых то множество направлений, к-рое определяется пучком излучения и угл. апертурой приемника излучения. Г. ф. инвариантен относительно любых поверхностей, пересекаемых прямыми, входящими в данное множество направлений, и принимается за меру этого множества (понятие о мере множества лучей впервые введено А. А. Гершуном в 30-х гг. 20 в.). Напр., для сопряженных диафрагм источника и приемника A_n и A_n (или сопряженных начальной и конечной диафрагм оптич. системы) $dG = dA_n \cos \theta_n$, $d\Omega_n = -dA_n \cos \theta_n d\Omega_n$, где dA_n и dA_n — площади сопряженных участков диафрагм источника и приемника; θ_n и θ_n — углы между направлением излучения и перпендикулярами в излучающей и освещаемой поверхностях; $d\Omega_n$ и $d\Omega_n$ — телесные углы, под к-рыми видны dA_n и dA_n со стороны диафрагм A_n и A_n . Инвариантность Г. ф. сохраняется и для широких пучков. Г. ф. используется также при построении системы фотометрич. величин: яркость вдоль луча $L = d\Phi/dG$, где Φ — световой поток.

Лит.: Саоэжиков Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Международной светотехнической словарь, 3 изд., М., 1979. А. А. Волкостелов.

ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПТИКИ МЕТОД — приближенный асимптотич. метод вычисления волновых полей, опирающийся на представление о лучах, вдоль к-рых распространяется энергия волны. Г. о. м. отвечает широкому, «волновому», пониманию геом. оптики, в противоположность геом. оптике в узком, «лучевом», смысле, ориентированной на построение изображений при помощи лучей. Первоначальный, лучевой, период развития Г. о. м. был завершён трудами У. Гамилтона (W. Hamilton) и его последователей, тогда как начало современному, волновому, периоду положили П. Дебая (P. Debye) в 1914.

Уравнения геометрической оптики. Переход от волнового ур-ния к ур-ниям геом. оптики проще всего продемонстрировать на примере скалярного монохроматич. волнового поля $u(r)$, удовлетворяющего ур-нию Гельмгольца $\Delta u + k_0^2 n^2(r)u = 0$, где $n(r)$ — коэф. преломления, $k_0 = \omega/c$ — волновое число, ω — частота [зависимость от времени даётся множителем $\exp(-i\omega t)$, к-рый для простоты не выписывается]. В рамках Г. о. м.

волновое поле представляется в виде $u(r) = A(r) \times \exp[ik_0 \psi(r)]$, причём параметры волны — амплитуда $A(r)$ и градиент фазы $p = \nabla \psi$ — считают ф-циями, медленно меняющимися в масштабе длин волны λ :

$$\lambda |\nabla A| \ll A, \lambda |\nabla p_j| \ll p, j = 1, 2, 3. \quad (1)$$

т. е. предполагают, что поле $u(r)$ имеет структуру квазиплоской волны. Амплитуду A разлагают далее в ряд по безразмерному малому параметру $\mu = 1/k_0 L = \lambda/2\pi L$, где L — характерный масштаб задачи: $A = A_0 + (\mu/l)A_1 + \dots$ (процедура Дебая — Рывтова). Чтобы получить ур-ния для эйконала ψ и амплитуды A_n , в ур-нии Гельмгольца следует приравнять нулю коэф. при одинаковых степенях k_0^{-1} или μ . Ур-ния для ψ и амплитуды нулевого приближения A_0 (соответственно ур-ние эйконала и ур-ние переноса) имеют вид

$$(\nabla \psi)^2 = n^2, \operatorname{div}(A^2 \nabla \psi) = 0. \quad (2)$$

Характеристики ур-ния эйконала в Г. о. м. шав. лучами. Ур-ния лучей можно записать в разл. формах. Чаще всего употребляются лагранжева форма

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{dr}{ds} \right) = \nabla n \quad (3)$$

и гамилтонова форма

$$\frac{dr}{ds} = p, \frac{dp}{ds} = -\frac{1}{2} \nabla n^2. \quad (4)$$

Здесь ds — элемент длины луча, $dx = ds \mathbf{n}^{-1}$, $p = \nabla \psi$ — вектор, касательный к лучу. В однородной среде ($\nabla n = 0$) лучи являются прямыми линиями. Если известно двумернич. семейство лучей $r = r(\xi, \eta, \tau)$, покидающих нач. поверхность S^0 (рис. 1), то решения ур-ий (2) с нач. значениями $\psi^0(\xi, \eta)$ и $A_0^0(\xi, \eta)$, заданными на S^0 , можно выразить через параметры семейства лучей:

$$\psi = \psi^0 + \int_0^s n^2 d\tau = \psi^0 + \int_0^s n d\sigma, A_0 = A_0^0 [D(0)]/D(\tau)]^{1/2},$$

где интегрирование ведётся вдоль лучей, а $D(\tau) = \partial(x, y, z)/\partial(\xi, \eta, \tau)$ — якобиан перехода от лучевых координат к декартовым. Г. о., лучи в Г. о. м. образуют костяк, на к-рый «нашивается» волновое поле, наа. в этом случае лучевым полем. Согласно (2), поток энергии $I_0 = A_0^2 \nabla \psi = A_0^2 p$ направлен по касательной к лучу. В одномерных задачах Г. о. м. равносильн ВКБ-методу.

Ур-ния Г. о. м. значительно проще, чем исходное волновое ур-ние, т. к. сводятся к системе обыкновенных дифферен. ур-ий (3) или (4). Для сравнительно просто устроенных сред эти ур-ния допускают аналитич. решения, в т. ч. методом разделения переменных, во чаще используют приближенные решения методом возмущений и численными методами. В рамках Г. о. м. легко описать слабое поглощение в среде (ввода соответств. фактор ослабления вдоль криволинейного луча), а также отражение и преломление на криволинейных границах раздела, для чего используют Френелев формулы.

Условия применимости. Рассматривая луч как физ. объект, его можно окружить Френелевским объёмом, к-рый содержит все первые Френелев зоны, «наизначенные» на луч (рис. 2). Френелевский объём определяет область, влияющую на формирование поля в точке наблюдения. Исходя из этого, можно сформулировать достаточные условия применимости Г. о. м., к-рые сводятся к требованию, чтобы в поперечном сечении Френелевского объёма с радиусом a_j параметры волны A и p практически не менялись:

$$a_j / \sqrt{\lambda A_0} \ll A_0, a_j / \sqrt{\lambda p_j} \ll p.$$

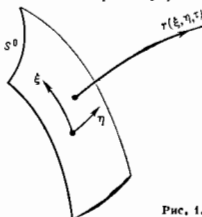


Рис. 1.

Эти неравенства гарантируют малость дифракц. эффектов, тогда как неравенство (1) служит лишь необходимыми условиями применимости Г. о. м.

Разновидности Г. о. м. используют при решении разнообразных физ. задач, причём не только в оптике, но и в радиофизике, физике плазмы. У Г. о. м. имеются «двойники»: *геометрическая акустика*, геом. сейсмология, *квазиклассическое приближение* квантовой механики (в трёх измерениях) и т. д. Особенно велика роль Г. о. м. в задачах распространения волн в неоднородных средах, для к-рых аналитич. решения исходного волнового ур-ния известны только для небольшого числа частных случаев.

Для описания векторных полей (эл.-магн., упругие, гидродинамич. и др. волны) разработано неск. вариантов Г. о. м. В случае анизотропных сред изображение поля в виде суммы независимых (незамодифицируемых) нормальных волн. В изотропных средах разделяют продольные и поперечные волны, при этом оказывается, что векторы поля в поперечной волне

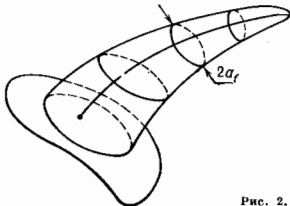


Рис. 2.

вращаются относительно естеств. трёхгранника со скоростью, равной кручению луча $\kappa: d\theta/ds = \kappa$ (закон Ритова). В промежуточном случае слабо анизотропных сред, когда нужно учитывать взаимодействие нормальных волн, эффективное описание поля достигается при помощи квазиизотропного приближения геом. оптики.

Распространение непоглощаемых волн в общем случае неоднородных и нестационарных сред с частотной и пространств. дисперсией описывают при помощи пространственно-временной геом. оптики, к-рая опирается на понятие пространственно-временных лучей. Последние вводят как характеристики ур-ния эйконала

$$H(\omega, t; k, r) = 0, \quad \omega = -\partial\phi/\partial t, \quad k = \nabla\phi,$$

где $\phi = \phi(r, t)$ — полная фаза волны. В нестационарных средах энергия волны не сохраняется, но в определ. условиях существует *adiaбатический инвариант* $\mathcal{E}/\omega = \text{const}$, где \mathcal{E} — энергия волнового пакета. Разработаны также варианты Г. о. м. для случайно-неоднородных сред, волноводных систем и резонаторов, поверхностных волн, нелинейных задач и т. д.

Обобщения Г. о. м. Значение Г. о. м. определяется не только его наглядностью, универсальностью и эффективностью при решении разнообразных задач, но и тем, что он вписывается в эвристику. основой мн. приближённых методов в теории распространения и дифракции волн. Комплексный Г. о. м. используют для описания полей в сильно поглощающих средах и в области каустик. теория. Ряд обобщений Г. о. м. направлен на устранение расходимости поля вблизи *каустики*. Сюда относятся метод стационарных ф-ций Крайнова — Людвиги, метод канонич. оператора Маслова, метод интерференц. интеграла Орлова и нек-рые др. методы, существенно использующие лучевой каркас для построения равномерных и локальных асимптотик поля. К обобщениям Г. о. м. следует отнести также метод геом. теории дифракции Кейлера, метод краевых волн Уфимцева, полуклассические асимптотич. методы и ряд др. подходов, выражающих дифракц. поле через решение известных стационарных задач и использующих разл. типы дифракц.

лучей, с введением к-рых дифракц. поля приобретают лучевую структуру.

Наконец, следует указать квазиоптич. обобщения Г. о. м.: *плазма возбуждений метод* (Рытова), *параболического уравнения приближения* (Леоновича — Фока), *Кирхгофа метод* дифракц. интеграла для неоднородных сред. Указанные обобщения существенно расширили возможности Г. о. м. и позволили проводить расчёты полей в таких областях, как зоны тени и полутени, окрестности каустик и фокусов и т. д.

Лит.: Рытов С. М., Модулированные колебания и волны, стр. ФИАН, 1946, т. 2, кн. 1; Бреховский Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Вавилов В. М., Булычев В. С., Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн, М., 1972; Маслов И. П., Федорюк М. В., Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики, М., 1976; Крайнов Ю. А., Орлов Ю. И., Геометрическая оптика неоднородных сред, М., 1980; Ю. А. Крайнов — ГЕОФОН (от греч. γḗ — Земля и φῶνḗ — звук) — *электроакустический преобразователь*, предназначенный для приёма упругих волн, распространяющихся в земной коре; применяется в *геоакустике*.

Для регистрации упругих волн на больших расстояниях используются низкочастотные инфразвуковые и звуковые Г.—сейсмографы, сейсмоприёмники, сейсмометры, Г. являются приёмниками колебат. смещения, колебат. скорости или ускорения в волне относительно неподвижной земли. Для создания эффекта неподвижной земли в Г. используется инерция массивной части, подвешенной на пружинах к корпусу прибора: при колебаниях грунта корпус движется вместе с ним, а подвешенная на пружинах масса стремится сохранить своё положение. Движение корпуса относительно массы измеряют с помощью эл.-механич. преобразователя. Для регистрации смещения применяют Г. с эл.-статич. преобразователем; при этом одна обкладка плоского конденсатора размещается на массе, вторая — на корпусе. Колебат. скорость регистрируют с помощью

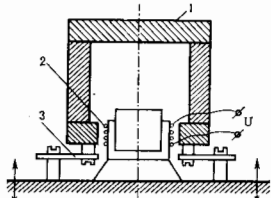


Рис. 1. Приёмник колебательной скорости: 1 — инерционная масса магнита; 2 — подвижная катушка; 3 — упругие пластины; стрелками показано направление смещения.

эл.-динамич. Г., в к-ром инерционная масса является специально подвешенная катушка, а наст. магн. поле создаётся магнитом, закреплённым на корпусе; для этой же цели служит эл.-магн. Г., в к-ром катушка связана с корпусом, а магнит служит инерционной массой (рис. 1). Для измерения ускорений применяют *пьезоэлек-*

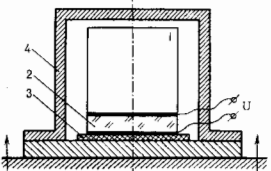


Рис. 2. Пьезоприёмник ускорения: 1 — инертная масса; 2 — пьезоэлемент; 3 — упругая прокладка; 4 — корпус.

трический преобразователь, в к-ром пьезоэлемент заменяет собой подвес (рис. 2), а его деформация под действием ускорения массивной части регистрируется благодаря пьезоэффекту. Обработка принятого сигнала на

ЭВМ позволяет измерить три величины посредством Г. одного тина.

Если известны источник волны и направление её распространения, измерение трёх компонент вектора смещения — вертикальной и двух взаимно перпендикулярных горизонтальных — позволяет определить поляризацию и характер колебаний. Для этой цели служат трёхкомпонентные Г., к-рые по существу являются комбинацией трёх систем, выдающих три электрич. сигнала, пропорциональных соответствующим составляющим колебаний. Для определения направления прихода волн применит систему Г., соединённых в групповую эл.-акустич. антенну (см. *Направленность акустических излучателей и приёмников*).

Лит.: Иорш Ю. А., Виброметрия, М., 1963; Р и м с к и й - К о р с а к о в А. В., Электроакустика, М., 1973. О. Л. Кузнецов.

ГЕРМАНИЙ (Germanium), Ge, — хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 32, ат. масса 72,59. Природный Г. состоит из 5 стабильных изотопов с массовыми числами 70, 72, 73, 74, 76. В качестве радиоакт. индикатора чаще всего используют ⁷⁵Ge (законченный захват, $T_{1/2} = 11,2$ сут). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^2$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 7,899; 15,934; 34,2; 45,4 эВ. Металлич. радиус 0,139 нм, радиус ионов $Ge^{2+} = 0,065$ нм, $Ge^{4+} = 0,044$ нм. Значение электроотрицательности 2,02.

В свободном виде металл с цветом поверхности от серебристого до чёрного; существует в одной аморфной и неск. кристаллич. модификациях. Стабильная при нормальных условиях кристаллич. модификация имеет кубическую структуру типа алмаза с параметром $a = 0,356575$ нм. Плотность твёрдого Г. $5,323$ кг/дм³ (25°С), жидкого — $5,557$ кг/дм³ (1000°С), $\rho_{пл} = 937$ °С, $t_{жпл} = 2847$ °С. При плавлении объём Г. увеличивается на 5,4%. Теплоота плавления 443 кДж/кг, испарения — 470 кДж/кг, атомная теплоёмкость 22,3 Дж/(моль·К) (0—100°С). Коэф. теплопроводности 60,7 Вт/(м·К) (0—100°С). Коэф. линейного расширения $5,75 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹ (при 298 К) и $4,5 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹ (в интервале 73—273 К). Тв. по минералогич. шкале 6—8,5; при обычной темп-ре Г. хрупок. При высокой давлении и темп-рах образует модификации с большей плотностью и теплопроводностью. Прозрачен для ИК-излучения с длиной волны св. 2 мкм. Г. — типичный полупроводник с шириной запрещённой зоны 0,66 эВ (при 300 К). Для Г. высокой чистоты (содержание примесей не менее 40—8% при 25°С уд. сопротивление 0,60 Ом·м, подвижность электронов 3900, дырок — 4900 см²/В·с).

В хим. соединениях проявляет степени окисления +4 (основная) и +2; при комнатной темп-ре химически устойчив к действию кислорода и воды, при нагревании реагирует со многими простыми веществами, в частности с кислотами и щелочами.

Г. используется как полупроводниковый материал (в виде монокристаллов, аморфных плёнок) в электронных, полупроводниковых детекторах и приборах, измеряющих напряжённость пост. и перемен. магн. полей, для изготовления плёночных сопротивлений, покрытий с высокой прочностью, способностью, высокотемператур. термометров для измерения темп-р, близких к абсолюту. Оксид Г. GeO₂ применяют при получении стекла с высокими показателями преломления. Сплавы Г. с цинком, ванадием, оловом обладают сравнительно высокими темп-рами перехода в сверхпроводящее состояние.

Лит.: Назаренко В. А., Аналитическая химия германия, М., 1973. С. С. Бердников.

ГЕРПОЛОИДИ — кривая, понятие о к-рой связано с геом. интерпретацией движения твёрдого тела вокруг неподвижной точки *O* в случае, когда сумма моментов всех сил относительно этой точки равна нулю (случай Эйлера). В этом случае вектор K_0 гл. момента кол-ва движения тела относительно центра *O* постоянен и полюс *P* (точка пересечения мгновенной оси вращения

с поверхностью эллипсоида инерции, построенного в центре *O*) обладает тем свойством, что плоскость *I*, касающаяся эллипсоида в полюсе *P*, перпендикулярна к вектору K_0 и сохраняет неизменное направление в пространстве (в инерциальной системе отсчёта). Тогда картину движения тела можно получить, если катить без скольжения эллипсоид инерции по плоскости *I* (рис. 1).

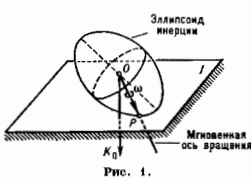


Рис. 1.

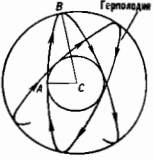


Рис. 2.

Кривая, к-рую при этом описывает полюс на плоскости *I*, и наз. Г. Она является одновременно направлением для неподвижного аксиода. Г. заключена между двумя окружностями (рис. 2) и может быть замкнутой или разомкнутой в зависимости от того, соизмерим ли угол ACB с π или нет. Кривая, к-рую полюс *P* описывает на поверхности эллипсоида инерции, наз. полюсидией. Когда эллипсоид инерции является эллипсоидом вращения, полюсидия и Г. будут окружностями; движение тела представляет собой в этом случае регулярную прецессию.

С. М. Тарг. ГЕРЦ (Гц, Нз) — единица частоты СИ и СГС системы единиц, равная частоте период. процесса, при к-рой за 1 с происходит один цикл процесса. Назв. в честь Г. Р. Герца (Н. Р. Hertz), впервые экспериментально доказавшего существование эл.-магн. волн. Широко применяются кратные единицы от Г. — килогерц (1 кГц = 10³ Гц), мегагерц (1 МГц = 10⁶ Гц) и др.

ГЕРЦА ВЕКТОР — потенциал эл.-магн. поля, т. е. вспомогат. ф-ция, через к-рую однозначно выражаются напряжённости электрич. (E) и магн. (H) полей. Впервые ввёл Г. Р. Герцем в 1888. Понятие Г. в. можно использовать лишь для однородных сред с изотропными свойствами ϵ , μ . Различают электрич. (Π^e) и магн. (Π^m) Г. в. Иногда их наз. также к о л я р и з а ц и о т е н ц и а л а м и, ибо источником, напр., Π^e является сторонняя электрич. поляризация P^e , связанная с плотностью тока, зарядов ρ^e и токов j^e соотношениями

$$\rho^e = -\text{div } P^e, \quad j^e = \text{rot } P^e / \delta t. \quad (1)$$

Источниками Π^m являются соответствующие магн. аналогичности. Оба описания взаимно двойственны (см. *Двойственности перестановочной принцип*): они переходят друг в друга при заменах $E \rightarrow H, H \rightarrow -E, \Pi^e \rightarrow -\Pi^m, \Pi^m \rightarrow \Pi^e, P^e \rightarrow P^m, P^m \rightarrow -P^e, \epsilon \rightarrow \mu$. Смысл Г. в. состоит в сведении решения системы Максвелла уравнений для двух векторных величин (E и H) к решению неоднородного волнового уравнения для одного вектора (Π^e или Π^m) с источником P^e или P^m :

$$\square \Pi^e = \left(\Delta - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Pi^e = -\frac{4\pi}{c} P^e. \quad (2)$$

Ур-ние (2) и соотношение (1) эквивалентны ур-ниям Максвелла, если поля связаны с Г. в. равенствами

$$E = -\frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \Pi^e}{\partial t^2} - \nabla \text{div } \Pi^e, \quad H = \frac{c}{\epsilon} \text{rot } \frac{\partial \Pi^e}{\partial t}.$$

Использование Г. в. равносильно описанию поля с помощью векторного (A^e) и скалярного (ϕ^e) потенциалов в лоренцевой калибровке (см. *Потенциалы электромагнитного поля*); при этом

$$A^e = \frac{\epsilon \mu}{c} \frac{\partial \Pi^e}{\partial t}, \quad \phi^e = -\text{div } \Pi^e.$$

Однако *градиентная инвариантность* оставляет ещё век-рый произвол: к Π^e можно добавить (без изменения E и H) градиент любой ф-ции Φ , удовлетворяющей ур-нию $\square\Phi=0$. Благодаря этому поля вне источников могут быть описаны лишь двумя компонентами G . в. Часто в качестве таковых выбирают к.-л. декартову составляющую Π^e и Π^h , получая тем самым разделение поля на поперечно-магн. (ТМ) и поперечно-электрич. (ТЕ) моды. Внутри области, содержащей источники, в общем случае необходимо иривлять три компоненты G . в.

Лит.: Стрэттон Д. А., Теория электромагнетизма, Пер. с англ. М.—Д., 1948; Вайнштейн Л. А., Звукотермагнитные волны, М., 1957; М. А. Миллер, Ю. А. Рыжков. ГЕРЦА ВИБРАТОР — металл. антенна, имеющая форму штыря с утолщениями на концах и разрывом по середине для подключения источника (в режиме излучения) или нагрузки (в режиме приёма). Г. в. предложен Г. Р. Герцем в 1888, продемонстрированным с его помощью существование эл.-магн. волн, что послужило первым и наиб. веским доводом в пользу максвелловской теории электромагнетизма. Герц применял медные стержни с металл. шарами или полосами на концах и искровым промежутком между ними, подключённые к индукц. машине. Наименьший из применявшихся Герцем вибраторов имел длину $l=26$ см при частоте излучения $\nu=5 \cdot 10^8$ Гц (длина волны $\lambda=60$ см). Г. в. явился родоначальником широкого семейства современных вибраторных антенн, многие из к-рых сохраняли конструктивные особенности Г. в. Длина плеч вибраторов, конструктивно подобных Г. в. (за исключением утолщений на концах штырей), обычно составляет $l \leq 0,5 \lambda$. При $l \ll \lambda$ характеристики вибратора совпадают с характеристиками элементарного электрич. диполя, в частности его *сопротивление излучения* пропорционально $(l/\lambda)^2$. Это приводит к трудностям согласования с питающим трактом (фидером), генератором или нагрузкой, что в коачесном счёте и является причиной малой эффективности таких антенн, широко применяемых в ДВ-диапазонах, где приходится мириться с неравенством $l \ll \lambda$ во избежание сооружения слишком громоздких антенных устройств. В КВ-диапазонах эти ограничения отсутствуют, тогда оказываются предпочтительными резонансные (как правило, полуволновые, $l \sim 0,5 \lambda$) вибраторы, сопротивляеие излучения к-рых близко к значению волновых сопротивлений стандартных фидеров.

Лит. см. при ст. Антенна. М. А. Миллер, В. И. Турчин. ГЕРЦА ПРИНЦИП (принцип наименьшей кривизны) — один из вариационных принципов механики, согласно к-рому при отсутствии активных сил из всех кинематически возможных т. е. допускаяемых наложенными связями траекторий, действительной будет траектория, имеющая наим. кривизну, или «прямейшая». По этой причине Г. п., наз. принципом кратчайшего пути, можно рассматривать как обобщение галилеева *инерция закона*. При применении Г. п. к механ. системе, состоящей из n материальных точек, под траекторией системы понимают кривую в $3n$ -мерном пространстве, элемент дуги к-рой определяется равенством

$$ds^2 = \frac{1}{M} \sum m_i ds_i^2,$$

где M — масса всей системы, m_i и ds_i — массы и элементы траекторий отд. точек. Г. п. тесно связан с принципом наим. прилиуждения Гаусса (см. Гаусса принцип) и при идеальных связях имеет такое же матем. выражение ($\delta Z=0$, где Z — прилиуждение), т. к. кривизна $3n$ -мерной траекторий системы пропорциональна корню квадратному из прилиуждения. Г. п. применён Г. Р. Герцем для построения его механики, в к-рой действие активных сил заменяется введением соответствующих связей.

ГЕРЦШПРУНГ — РЕССЕЛЛА ДИАГРАММА — графич. изображение зависимости абс. *звёздной величины* от *спектрального класса* звёзд. Вместо спектрального класса

в качестве координаты на графике могут использоваться показатель цвета или *эффективная температура* звёзды, а вместо абс. звёздной величины — *светимость* звёзды. Спектральный класс и показатель цвета определяются в основном темп.-рой звёзды. Следовательно, положение звёзды на Г.—Р. д. характеризует соотношение между её важнейшими наблюдаемыми параметрами — темп.-рой и

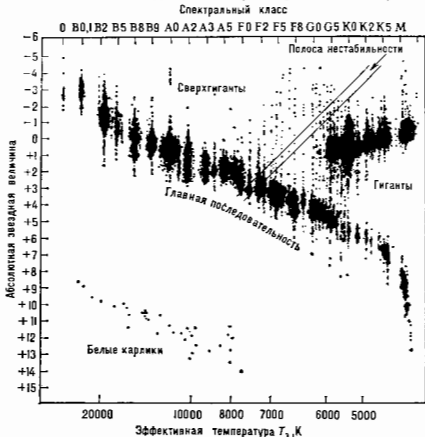


Рис. 1. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла стационарных звёзд, расстояния до которых известны.

светимостью. Это соотношение зависит от хим. состава, массы и возраста звёзд, поэтому исследование Г.—Р. д. является важнейшим источником сведений об *эволюции звёзд*.

Назв. Г.—Р. д. связано с именами Э. Герцшпрунга (E. Hertzsprung), к-рый в 1905—07 построил первую диаграмму видимая звёздная величина — показатель цвета для звёзд в скоплениях Плеяды и Гиады, и Г. Ресселла (H. Russell), к-рый в 1914 опубликовал первую диаграмму спектральный класс — абс. звёздная величина.

На рис. 1 и 2 приведены Г.—Р. д. для звёзд с известными расстояниями до них и спектральными классами. Абс. большинство звёзд находится в пределах полосы, пересекающей диаграмму по диагонали. Эту полосу наз. *главной последовательностью* нормальных карликов (ГП) или *последовательностью нормальных карликов*. Вторая по населённости область — *красных гигантов и сверхгигантов*, светимости и радиусы к-рых на неск. порядков превосходят светимости и радиусы звёзд ГП тех же спектральных классов. В верх. части диаграммы с ГП смыкается область немногочисл. сверхгигантов, к-рая пересекает всю Г.—Р. д. Между ГП и ниж. частью области гигантов расположены субгиганты, а примерно на 10 звёздных величин ниже ГП — *белые карлики*. Примечательно существование т. н. провала Герцшпрунга — области между ГП и гигантами, в которой кол-во звёзд на неск. порядков ниже, чем в соседних областях.

Эволюция звёзд описывается на Г.—Р. д. кривыми — *звезд. треками* (рис. 3), зависящими в основном от массы и исходного хим. состава звезды. Населённость отд. областей Г.—Р. д. определяется временем, к-рое звёзды, перемещаясь по Г.—Р. д. в ходе своей эволюции, проводят в данной области, и светимостями, к-рые они при этом имеют. На ГП находятся звёзды на ста-

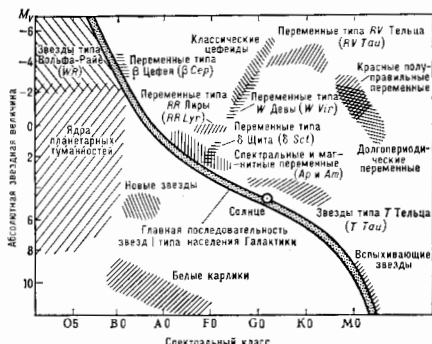


Рис. 2. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла стационарных звезд различных типов.

дли горения водорода в ядре, к-рая занимает ок. 90% всего времени жизни звезды, а красные гиганты и сверхгиганты — это в основном звезды на стадиях горения в их ядре гелия и последующих ядерных реакций. Продолжительность этих стадий составляет ок. 10% времени жизни звезды. При построении Г.—Р. д. могут сказываться т. н. эффекты селекции. Напр., если Г.—Р. д. строится для звезд, отобранных до опред. абс. величины, то массивные яркие сверхгиганты, видимые на больших расстояниях, представлены полнее,

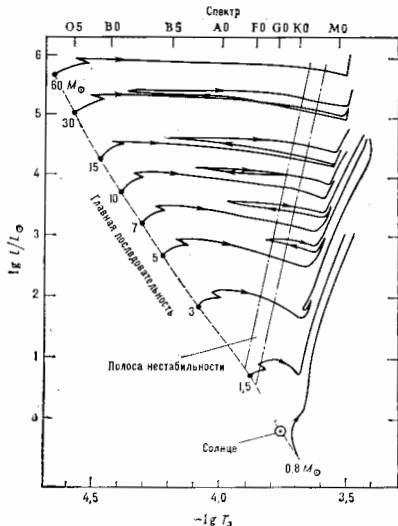


Рис. 3. Эволюционные треки звезд на стадиях, предшествующих термодермо горению гелия (в звездах с массой $M < 1,5M_{\odot}$) или углерода (при $M > 1,5M_{\odot}$) в ядрах звезд; штриховая линия — главная последовательность звезд.

чем значительно более многочисленные, но очень слабые белые карлики.

Большинство пульсирующих звезд — цефеиды, звезды типов RR Лиры, δ Цита, RV Тельца, W Девы, переменность к-рых обусловлена одним и тем же механизмом (см. Пульсации звезд), на Г.—Р. д. расположены в очень узкой «полосе неустойчивости» (рис. 4).

Важную роль играют Г.—Р. д. звездных скоплений, звезды к-рых сформировались из вещества практически одного и того же хим. состава и имеют одинаковый возраст. При построении этих диаграмм нет необходимости знать абс. звездные величины, можно использовать визуальные звездные величины, т. к. все звезды скопления находится на практически одинаковом расстоянии от Солнца. Более того, совмещая ГП звезд скопления со стандартной ГП, можно осуществить абс. калибровку Г.—Р. д. звезд скопления. На рис. 4 показана схематич. комбинация Г.—Р. д. нескольких типичных рассеянных звездных скоплений и одного шарового скопления. Во всех скоплениях есть звезды ГП, однако начинаются они при разных абс. звездных величинах. Положение точки поворота ГП и светимость ярчайших звезд ГП характеризуют возраст скопления. Яркие

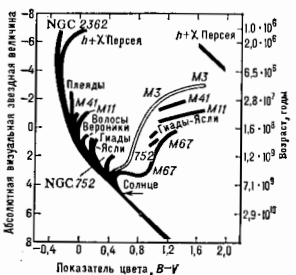


Рис. 4. Диаграмма по показателю цвета — абсолютная звездная величина звезд нескольких рассеянных звездных скоплений и одного шарового скопления (M3). Точка, где звезды скопления сворачивают с главной последовательности, указывает возраст скопления.

массивные звезды, находящиеся в верх. части ГП, исчерпывают свои термодермо источники энергии быстрее звезд малых масс и поэтому раньше покидают ГП. Отсутствие их на ГП показывает, что они либо ушли в область красных гигантов, либо закончили эволюцию, превратившись в нейтронные звезды или белые карлики. Следовательно, чем ниже расположена точка поворота, тем больше возраст скопления. Сравнение Г.—Р. д. скоплений показывает, в каком направлении изменяются темп-ры и светимости звезд со временем, и позволяет использовать Г.—Р. д. скоплений для проверки теории эволюции звезд.

Шаровые скопления, звезды к-рых отличаются от звезд рассеянных скоплений в первую очередь большим возрастом и хим. составом, имеют и несколько иные Г.—Р. д. Из-за меньшего обилия металлов в звездах ГП шаровых скоплений лежат ниже ГП рассеянных скоплений. В шаровых скоплениях звезды-гиганты более яркие, хорошо представлены субгиганты и можно выделить звезды горизонтальной ветви между ГП и гигантами (горизонтальную ветвь образуют звезды малых масс с малым обилием металлов на стадии истощения гелия в ядре звезды). На пересечении горизонтальной ветви с полосой неустойчивости расположены пульсирующие звезды типа RR Лиры. Г.—Р. д. звезд шаровых скоплений показывают, что это старейшие объекты Галактики, т. к. с их ГП сейчас уходит звезды, возраст к-рых более 10^{10} лет.

Результаты расчетов эволюции звезд позволяют воспроизвести все детали Г.—Р. д. скоплений в зависимости от хим. состава и возраста и объяснить являющ. статусу большинства образующих их звезд.

ГЕТЕРОГЕННАЯ СИСТЕМА (от греч. heterogenēs — разнородный) — термодинамич. система, состоящая из разл. по физ. и хим. свойствам частей (*фаз*), к-рые отделены друг от друга резкими поверхностями раздела. Каждая из фаз, составляющих Г. с., гомогенна и достаточно велика, чтобы к ней были применимы термодинамич. понятия. Г. с. всегда многофазна и может быть многокомпонентной, если это согласуется с *Гиббса правилом фаз*. Термодинамика многофазных многокомпонентных Г. с. разработана Дж. Гиббсом (J. Gibbs) в 1875—78. Примеры Г. с.: насыщенный пар в равновесии с жидкостью, равновесные бинарные системы, растворы при неполной растворимости, мн. сплавы и т. д.

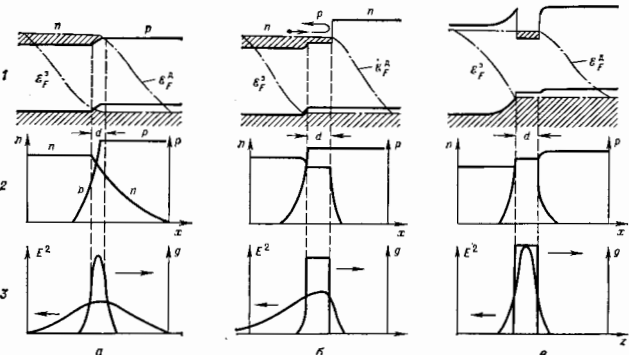
Понятие Г. с. применимо также к коллоидным растворам с достаточно большими коллоидными частицами, доменам в ферромагнетиках, смешанному состоянию в сверхпроводниках, но при этом необходимо учитывать поверхностную энергию переходного слоя, к-рой соответствует поверхностное натяжение. Д. Н. Зубарев.

ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЕ СВЕТА — см. Детектирование света.

ГЕТЕРОЛАЗЕР — *полупроводниковый лазер* на основе гетероструктур. Наиб. распространены инжекционные Г., в к-рых активной средой является узкозонный слой *гетероструктуры*. Это полупроводник (гл. обр. АШВ) с высоким квантовым выходом излучат. рекомбинации. Спектральный диапазон излучения Г. определяется ϵ_g узкозонного полупроводника.

В инжекционных лазерах с $p-n$ -переходом в прозрачном полупроводнике световое поле генерации проникает далеко за пределы активного слоя в области с вы-

Рис. 1. Зонные диаграммы полупроводниковой структуры (1), концентрация электронов n и дырок p (2), амплитуда светового поля ϵ^2 и коэф. усиления g (3): а — в лазере с $p-n$ -переходом; б — в гетеролазере с 1 гетеропереходом (с односторонним ограничением); в — в гетеролазере с двойной гетероструктурой (с двусторонним ограничением).



сокам для него коэф. поглощения. Толщина активного слоя меньше области рекомбинации неравновесных инжектир. носителей заряда (рис. 1, а). Это определяет большие потери энергии, высокую пороговую плотность тока и низкий кпд при темп-рах $T \geq 300$ К. В Г. исследование оптического и электронного ограничений можно уравнивать областью локализации светового поля и неравновесной электронно-дырочной плазмы. В Г. с. односторонней гетероструктурой (ОГС-лазер, рис. 1, б) на расстоянии d от инжектирующего $p-n$ -перехода создается потенц. барьер за счёт *гетероперехода* с более широкозонным полупроводником. Если скорость диффузия на гетерогранице мала (что обычно имеет место при совпадении параметров кристаллич. решётки полупроводников), то носители отражаются от барьера и увеличивают при том же токе ср. концентрация носителей в области усиления. Тем самым инверсная населённость в активном слое, возникающая при опред. концентрации инжектир. носителей, достигается при меньшем значении плотности тока. Скачок показателя преломления на границе одновременно приводит к уменьшению проникновения светового поля в поглощающую p -область. Уменьшение рекомбинац. и оптич.

потери снижает ток, необходимый для возбуждения генерации.

Налучшими параметрами обладает Г. на основе трёхслойной (двойной) гетероструктуры (ДГС) с активным слоем из узкозонного полупроводника, заключённым между 2 широкозонными (ДГС-лазеры, рис. 1, в). Двустороннее оптическое и электронное ограничение приводит к совпадению области инверсной населённости и светового поля, что позволяет получить генерацию при малом токе накачки. Использование для инжекции носителей гетероперехода позволяет осуществить сверхинжекцию но для достижения достаточно большой инверсии населённости в активном слое.

Неравновесные носители можно локализовать в значительно меньшей области, чем световое поле. Так, в ДГС-лазерах толщину d узкозонного активного слоя удаётся довести до размеров длины волны де Бройля электрона с кинетич. энергией, близкой к высоте потенц. барьера на границах ($d \sim 6-8$ нм). Ширина активного слоя такого Г. порядка длины волны генерируемого излучения и контролируется независимо изменением показателя преломления в среде. Т. о., Г. можно рассматривать как планарный оптич. волновод со встроенным в него активным усиливающим слоем. Волновод образован за счёт изменения n в плоскости, перпендикулярной гетеропереходу, а локализация электронно-дырочной плазмы в слое заданной толщины обес-

печена потенц. барьерами на границе этого слоя с более широкозонным полупроводником.

Зеркалами Г. обычно служат грани кристалла (рис. 2). Однако в Г. используются также внеш. *оптические резонаторы* или положит. обратная связь, основанная на распределённом отражении света на периодич. оптич.

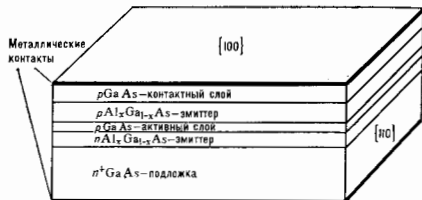


Рис. 2. Гетеролазер с резонатором Фабри-Перо, образованный плоскими гранями полупроводникового кристалла: (110) — плоскости естественного скола, перпендикулярные активному слою, ориентированному в плоскости (100).

неоднородностях. Для этого на поверхность волноводной оболочки слоя Г наносится дифракц. решётка с периодом Λ (рис. 3), кратным целому числу полуудов. излучения в среде: $\Lambda = m\lambda_0/2N$. Здесь λ_0 — длина волны лазерного излучения в вакууме, N — эффективный показатель преломления волноводной моды, m — порядок брэгговского отражения. Различают Г с распределённой обратной связью (РОС), когда световая волна взаимодействует с решёткой в области усиления, и с распределённым брэгговским отражением (РБО), когда решётка

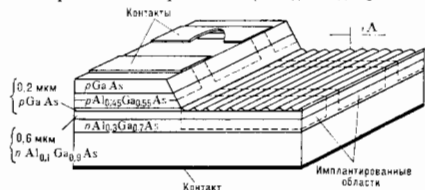


Рис. 3. Схема двух волноводных гетероструктур с распределённым брэгговским отражением. Локализация протекания тока в узких полосках достигается за счёт высокого электрического сопротивления области, подвергнутой ионной имплантации; световые поле локализовано в составном волновде, образованном слоями $n = \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $p = \text{GaAs}$, а неравномерные носители локализованы в слое $P = \text{GaAs}$, Λ — шаг дифракционной решётки.

нанесена на пассивную часть волноводной структуры Г. РОС и РБО-Г. характеризуются закопостью ($\Delta\lambda_0 \sim 0,1$ нм) и высокой температурной стабильностью ($\lambda_0(\Delta\lambda_0/dT \approx 0,05$ нм/К). Дифракц. решётка используется в РОС-Г. также для вывода излучения, что улучшает направленность излучения и повышает его мощность. РБО-Г. могут быть сформированы в едином технол. процессе с др. элементами интегральной оптики, базирующимися на полупроводниковых волноводных гетероструктурах.

Г. осуществлён впервые в СССР (1968), а затем в США (1969) на гетероструктуре GaAs-AlAs. Г. некрелки диапазон λ_0 от желто-зелёной области до неск. десятков мкм (1980). Твёрдые растворы $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, изопериодические с подложкой GaP , $\text{Al}_x\text{As}_{1-x}$, позволяют создать самые коротковолновые инжекционные Г. (при $T \sim 300\text{K}$). Эти же твёрдые растворы, изопериодические с подложкой InP , позволяют получать низковольтные инжекционные Г. для $\lambda_0 \sim 1-1,6$ мкм (наиб. перспективного для волоконно-оптич. линий связи). Твёрдые растворы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, изопериодические с подложкой GaSb и AlSb, перспективны для $\lambda_0 = 2-4$ мкм. Дальняя ИК-область ($\lambda_0 > 5$ мкм) осваивается с помощью твёрдых растворов $\text{PbS}_2\text{Se}_{1-x}\text{Pb}_{1-x}\text{Te}$.

Лит.: Богданевич О. В., Дарвин С. А., Елизаров П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., 1976; Кеннеди Х. П. и др. М., Лазеры на гетероструктурах, пер. с англ., т. 1-2, М., 1981; Елизаров П. Г., Введение в физику инжекционных лазеров, М., 1983.

Ж. И. Асфендер, Е. Л. Портной.
ГЕТЕРОПЕРЕХОД — контакт двух различных по хим. составу полупроводников. Г. может быть образован между двумя монокристаллами, или аморфными полупроводниками, между монокристаллич. и аморфными полупроводниками, однако наиб. практич. значение имеют Г., образованные монокристаллами. На границе Г. происходит изменение свойств полупроводникового материала: структуры энергетич. зон, ширины запрещённой зоны E_g , эффективных масс носителей заряда, их подвижности и т. д. Г. наз. и з о т и н и м, если он образован полупроводниками с одинаковым типом проводимости, и а л и з о т и н и м, если проводимость разного типа. Одними из первых были получены и исследовались Г. $\text{Se}-\text{GaAs}$.

Для получения идеальных монокристаллич. Г. (без дефектов решётки и поверхностных состояний на границе раздела) необходимо, чтобы у полупроводников сов-

падали типы кристаллических решёток, их периоды (изопериодичность) и коэф. термич. расширения. Практически важны Г., близкие к идеальным. Для их получения периоды решёток а должны совпадать с точностью $\sim 0,1\%$. Пример идеального Г.: GaAs — твёрдый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В зависимости от способа получения Г. толщина l переходной области между двумя однородными полупроводниками может варьироваться в широких пределах, в наиб. резких Г. $l \sim 20 \text{ \AA}$ (4-5 атомных слоёв).

Зонная диаграмма описывает большинство электр., оптич. и др. свойств Г. Для её построения необходимо знать ширину запрещённых зон E_g работы выхода Φ , электронное сродство χ и диэлектрическую проницаемость ϵ для обоих полупроводников. Растёт мотрич., напр., зонную диаграмму идеального резкого анизотропного $n-p$ -Г. (заглавная буква здесь и дальше обозначает более широкозонный полупроводник, имеется в виду ширина запрещённой зоны). При приведении полупроводников (рис. 1, а) в контакт в системе устанавливается термодинамич. равновесие (рис. 1, б), которое характеризуется единым ферми-уровнем E_F для обоих полупроводников и наличием контактной разности потенциалов $V = 1/e[\Phi_1 - \Phi_2]$ (e — элементарный заряд) и электрич. поля E в контактной области.

В идеальном резком Г. контактный потенциал $V(z)$ и энергия электрона вблизи поверхности образует $\Psi(z) = \Psi_1(z)$, причём $V(z) = \Psi(z)$. Поэтому непрерывна и нормальная составляющая вектора электрич. индукции $D_1 = \epsilon_1 E_1 = D_2 = \epsilon_2 E_2$, где E_1 и E_2 — нормальные составляющие электрич. поля в полупроводниках вблизи границы раздела. Отсюда следует, что на границе резкого Г. при $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ нормальное составляющая электрич. поля $E(z)$ имеет разрыв, а т. к. $E(z) = -dV(z)/dz$, то $V(z)$ и $\Psi(z)$ имеют излом. Предполагается, что величины χ и E_g обоих полупроводников постоянны вплоть до границ раздела. Т. к. $\Psi(z)$ непрерывна, то

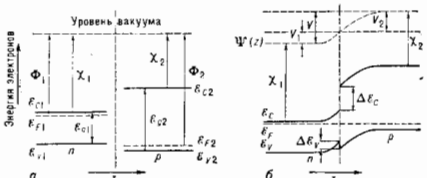


Рис. 1. Построение зонной диаграммы идеального резкого $n-p$ -гетеропереода: а — зонные диаграммы двух изолированных полупроводн., E_c — дно зоны проводимости, E_v — дырочка валентной зоны, E_F — уровень Ферми (энергия считывается от энергии $\Psi(z)$ в вакууме вблизи поверхности полупроводника); б — зонная диаграмма $n-p$ -гетеропереода.

при $\chi_1 \neq \chi_2$ и $E_{g1} \neq E_{g2}$ на границе Г. имеют место разрывы: $\Delta E_c = E_{c1} - \chi_2$, $\Delta E_v = (\chi_2 + E_{v2}) - (\chi_1 + E_{v1}) = = E_{v2} - E_{v1} - \Delta E_c$. Функция $V(z)$ находится из решения Пуассона уравнения. В случае невырожденного $n-p$ -Г. из этих решений следует, что V_1 и V_2 , приходящиеся на полупроводники n - и p -типов, связаны соотношением

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{N_{D1} \epsilon_2}{N_{D2} \epsilon_1}, \quad (1)$$

где N_{D1} и N_{A2} — концентрации доноров и акцепторов в полупроводниках 1 и 2. Из (1) следует, что при небольшом различии ϵ_1 и ϵ_2 изменение потенциала $V(z)$ происходит гл. обр. в слаболегир. полупроводнике. Для невырожденного $n-N$ -Г. (рис. 2) величины V_1 и V_2 связаны неравенством:

$$V_1 < \left[\frac{2kT}{e} \frac{N_{D1} \epsilon_2}{N_{D2} \epsilon_1} V_2 \right], \quad (2)$$

откуда видно, что даже при $N_{дл} > N_{д1} V_1 < V_2$, т. е. изменение $V(z)$ происходит в широкозонном полупроводнике.

Разрывы зон $\Delta \mathcal{E}_c$, $\Delta \mathcal{E}_v$ — наиб. характерная особенность зонных диаграмм идеальных резких Г. Однако реальный Г. не является абсолютно резким, т. е. существует переходная область, в пределах которой происходит изменение хим. состава вещества. В пределах этой области \mathcal{E}_g и χ непрерывно изменяются; χ_1 до \mathcal{E}_{g2} , χ_2 и разрывы в зонах отсутствуют. Заметное

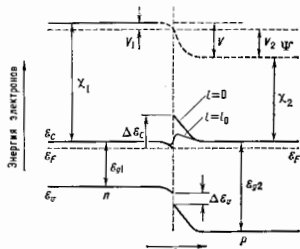


Рис. 2. Зонная диаграмма идеального резкого $n-N$ -гетероперехода.

«размывание» пиков, характерных для зонной диаграммы резкого Г., происходит, когда толщина переходной области $l=l_0 = \left(\frac{\Delta \chi \epsilon}{e^2 N_{П1}}\right)^{1/2}$, где $N_{П1}$ — концентрация дегрирующей примеси в переходной области. При $l \gg l_0$ Г. наз. $p-n$ в я в н м (рис. 3).

В плоском изотипном Г. при $l \gg l_D$ (l_D — дебаевская длина экранирования) в области Г. практически не образуется объёмного заряда (рис. 3, а), переходная область представляет собой кристалл с переменной \mathcal{E}_g (в вариозонный полупроводник). На рис. 3, б показана зонная диаграмма p -плоского анизотипного Г.

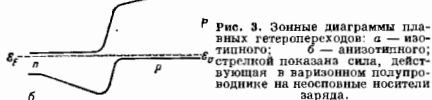


Рис. 3. Зонные диаграммы плоских гетеропереходов: а — изотипного; б — анизотипного; стрелкой показана сила, действующая в вариозонном полупроводнике на носовые носители заряда.

Свойства Г. и их зонные диаграммы сильно зависят от строения и положения перехода «по легированию» относительно перехода по хим. составу (на рис. 1, б и 2 оба перехода резкие и их положения совпадают в пространстве).

Механизмы протекания тока. В резком Г. благодаря разрывам $\Delta \mathcal{E}_c$ и $\Delta \mathcal{E}_v$ высоты потенц. барьеров для электронов и дырок разные. При т. н. прямом смещении (см. $p-n$ -переход) на резком анизотипном Г. потоки носителей из узкозонного полупроводника в широкозонный и обратно различны и токи инжектир. электронов и дырок отличаются на множитель, пропорц. $\exp\{(\Delta \mathcal{E}_c + \Delta \mathcal{E}_v)/kT\}$. Поэтому в Г. обычно происходит односторонняя инжекция носителей из широкозонного полупроводника (эммитера) в узкозонный (рис. 4, а).

При нек-ром значении напряжения плотность инжектируемых в узкозонный полупроводник носителей превышает плотность равновесных носителей в широкозонном эмиттере (сверху и снизу). При этом

максимально достижимая концентрация инжектир. носителей:

$$P_n = N_A \exp \frac{\Delta \mathcal{E}_v}{kT} \leq N_A \frac{L}{l_D} \text{ для } n-P.G. \text{ и}$$

$$n_p = N_D \exp \frac{\Delta \mathcal{E}_c}{kT} < N_D \frac{L}{l_D} \text{ для } p-N.G.,$$

где N_A , N_D — концентрации акцепторов и доноров в широкозонном эмиттере, L — длина диффузии носителей. Впервые сверхинжекция наблюдалась в Г. $pGaAs - nAl_0.4Ga_{1-x}As$.

При прямом смещении на резком анизотипном Г. инжектир. носители (дырки в случае $n-P.G.$) должны

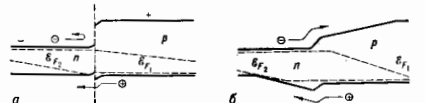


Рис. 4. Инжекция носителей в гетеропереходе при прямом смещении: а — односторонняя инжекция дырок в резком $n-P$ -гетеропереходе; б — в плоском $n-P$ -гетеропереходе в присутствии внутренних «тянущих» полей: \mathcal{E}_{g1} , \mathcal{E}_{g2} — коэшируемые Ферми электронов и дырок.

преодолеть потенц. барьеры (высок.), возникающие из-за разрывов зон. Механизмы протекания тока через эти барьеры, дополнительные по сравнению с $p-n$ -переходом (туннельный и термоинжекционный) зависят от величины смещения на Г., температуры, а также от степени легирования полупроводников.

В плоском Г. на носовые носители заряда действует внутр. элетрич. поле \mathcal{E}_i , возникающее из-за изменения \mathcal{E}_g : $\mathcal{E}_i \sim \frac{1}{e} \text{grad } \mathcal{E}_g$ (рис. 3, а). При прямом смещении (рис. 4, б) в этом случае также происходит односторонняя инжекция дырок в более узкозонную часть, причём за счёт «тянущих» внутр. полей эффективная диффузионная длина инжектир. дырок будет больше, чем в однородном кристалле с постоянной \mathcal{E}_g (в вариозонном полупроводнике при диффузии против поля \mathcal{E}_i диффузионная длина L уменьшится).

Заулачительная рекомбинация. В Г. на основе прямозонных полупроводников излучат. рекомбинация наблюдается при оптич. возбуждении носителей, а также при инжекции неравновесных носителей при прямом смещении на $N-p$ - или $p-N.G.$ При оптич. возбуждении, если энергия фотонов $\hbar \omega$ удовлетворяет условию

$$\mathcal{E}_g < \hbar \omega < \mathcal{E}_{g2}, \quad (3)$$

где \mathcal{E}_{g1} — ширина запрещённой зоны узкозонного, \mathcal{E}_{g2} — широкозонного полупроводников, то спектр излучения Г. совпадает со спектром *фотолуминесценции* узкозонного полупроводника. При $\hbar \omega > \mathcal{E}_{g2}$ спектр состоит из полос люминесценции широкозонного и узкозонной частей. При протекании прямого тока через анизотипный Г. спектр *затронутой люминесценции* зависит от сдвига между переходами по легированию и по хим. составу. При их совпадении в пространстве имеет место односторонняя инжекция неравновесных носителей заряда в узкозонный полупроводник и в спектре доминирует его полоса излучения: $\hbar \omega \approx \mathcal{E}_{g1}$. При смещении перехода по легированию на $z_0 \geq L$ в узкозонную часть наблюдается полоса излучения в области $\hbar \omega \approx \mathcal{E}_{g1}$. При смещении в широкозонную часть на расстояние $z_0 \geq L$ наблюдаются 2 полосы: $\hbar \omega_1 \approx \mathcal{E}_{g1}$ и $\hbar \omega_2 \approx \mathcal{E}_{g2}$.

Фотопрефект в Г., как и в $p-n$ -переходе, возникает за счёт пространственного разделения в поле объёмного заряда Г. возбуждённых светом носителей. При освещении поверхности $p-N.G.$ или $n-P.G.$ со стороны широкозонного полупроводника в узкозонном полупроводнике поглощаются фотоны с энергией, удовлетворяющей (3) (рис. 5, а). Широкозонный полупровод-

ния служит в этом случае «окном», прозрачным для света, поглощаемого в узкозонном слое, и защищает область генерации неравновесных электронно-дырочных пар от рекомбинации, потерь на поверхности кристалла.

Область спектральной чувствительности фотоэффекта определяется формой потенци. барьеров на границе. В резких Г. барьеры, возникающие из-за разрывов зон, препятствуют разделению носителей, возбуждаемых светом при его поглощении в узкозонном полупроводнике (рис. 5, б). В иловых Г. разрывы зон и пички на границах отсутствуют, благодаря чему достигается постоянная спектральная чувствительность в диапазоне

$$\hbar\omega: \epsilon_{g1} < \hbar\omega < \epsilon_{g2}$$

Заключение. Особенности зонных диаграмм Г. и связанные с ними односторонняя инжекция, сверхинжекция, инжекция в туннельных полях делают Г. мощным

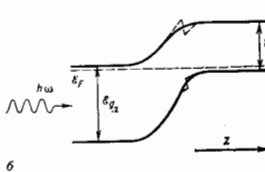
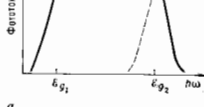


Рис. 5. Фотоэффект в плавном гетеропереходе: а — зависимость фототока от энергии фотона (пунктир — длинноволновая граница спектральной чувствительности в случае резкого гетероперехода); б — зонная диаграмма (пунктир — форма барьеров в резком гетеропереходе).

средством управления потоками носителей в полупроводниках. Благодаря этому электрич. характеристики транзисторов, тиристоров и др. полупроводниковых приборов на основе Г. лучше, чем у аналогичных приборов на основе $p-n$ -переходов. Особенности излучат. рекомбинации и вентильного фотоэффекта послужили основой для создания оптоэлектронных приборов (гетеролазеров, светодиодов, фотодетекторов и др.; см. Гетероструктура).

Лит.: М и з и н е А., Ф о й х т Д., Гетеропереходы металлов — полупроводник, пер. с англ., М., 1975; Ш а р м а Б. Л., П у р о х и т Р. К., Полупроводниковые гетеропереходы, пер. с англ., М., 1979. Ж. И. А л ф е р о в, С. А. Г у р е в и ч.

ГЕТЕРОСТРУКТУРА — полупроводниковая структура с неск. гетеропереходами (ГП). Возможность изменять на границах ГП ширину запрещенной зоны ϵ_g и диэлектрическую проницаемость ϵ позволяет в Г. эффективно управлять движением носителей заряда, их рекомбинацией, а также световыми потоками внутри Г.

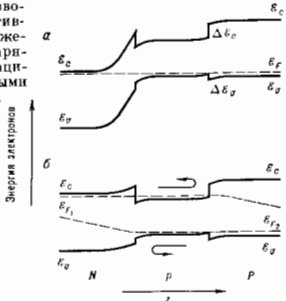


Рис. 1. Зонные диаграммы гетероструктуры типа $N-p-P$: а — в равновесии; б — при прямом смещении; ϵ_g — уровень Ферми, ϵ_{F1} , ϵ_{F2} — квазиуровни Ферми.

Электронное ограничение. На рис. 1, а показана зонная диаграмма Г. типа $N-p-P$ (двойной Г., ДГ). Предполагается, что толщина d узкозонного p -слоя меньше диффузионной длины (L) неравновесных носителей.

При прямом смещении (рис. 1, б) барьер в зоне проводимости на изотинном $p-p$ -ГП ограничивает сквозной диффузионный ток электронов, инжектированных в p -слой, а барьер в валентной зоне на $N-p$ -ГП — сквозной ток дырок (ограничение сквозного тока имеет место и в Г. типа $N-n-p$). В большинстве случаев, когда разрывы в зонах $\Delta\epsilon_c$ и $\Delta\epsilon_v \gg kT$ (T — темп-ра кристалла), сквозным диффузионным током в ДГ можно пренебречь и в p -слое имеет место полное ограничение инжекцией носителей, т. е. локализация неравновесных носителей зарядов в узкозонной части Г., ограниченной более широкими полупроводниками. В этом случае плотность j тока прямого смещения определяется только рекомбинацией носителей заряда в узкозонном (активном) слое:

$$j = e \Delta n d / \tau, \quad (1)$$

где Δn — концентрация неравновесных носителей, инжектированных в активный слой, τ — их время жизни, e — элементарный заряд. При толщине p -слоя ($d \gg L$) $j = e \Delta n d / \tau$. Отсюда следует, что при одинаковой плотности тока в ДГ за счет электронного ограничения концентрация неравновесных носителей Δn в тонком p -слое ($d \ll L$) в L/d раз больше, чем в толстом.

Оптическое ограничение (волноводный эффект) — т. к. узкозонный слой имеет обычно больший показатель преломления $n_1 > n_2$ (рис. 2), то в нем имеет

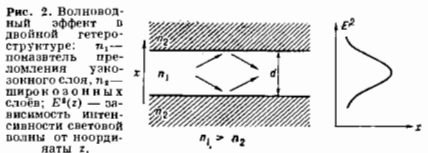


Рис. 2. Волноводный эффект в двойной гетероструктуре: n_1 — показатель преломления узкозонного слоя, n_2 — широкозонных слоев; E^2 — зависимость интенсивности световой волны от координаты x .

место волноводное распространение света, обусловленное полным внутренним отражением света на границах. Оно отчетливо проявляется, когда $d \gg \lambda$ (λ — длина волны света). Волноводный эффект может наблюдаться как при освещении Г. извне, так и для света излучат. рекомбинации внутри узкозонного слоя. Последний случай наиб. важен в большинстве практич. применений (см. ниже).

Структура эл.-магн. полей, соответствующих локализованным волнам (собственным модам оптич. волновода, см. Световод), может быть найдена из решений ур-ний Максвелла, если в полупроводниковых слоях Г. известна функция $n(x)$. Волноводные свойства Г. могут изменяться под влиянием внеш. воздействий, напр. при возбуждении в узкозонном слое неравновесных носителей, т. к. в зависимости от их концентрации изменяется диэлектрическая проницаемость узкозонного слоя.

Практическое применение. Наиб. важное применение Г. — т. н. оптоэлектронные приборы (гетеролазеры, гетеросветодиоды). В Г., активная область к-рых представляет собой прямозонный полупроводник типа АШВ с $\epsilon_g \approx 1$ эВ, внутр. квантовый выход излучат. рекомбинации (отношение числа носителей, рекомбинирующих с излучением фотона, к общему числу инжектированных в узкозонный слой носителей) $\eta_i \approx 100\%$ (включая 300К). Т. о., при рекомбинации неравновесных носителей в активной области Г. энергия внеш. источника практически полностью может быть преобразована в световую энергию (см. Гетеролазер).

В гетеросветодиодах (источниках спонтанного излучения) излучательная область также прямозонный полупроводник АШВ. Вывод излучения обычно осуществляется перпендикулярно плоскости Г. через верхний широкозонный слой (эмиттер, плоскост.

ные диоды), максимальный внешний квантовый выход (отношение числа вышедших фотонов к числу рождённых) $\eta_{\text{вн}} \sim 40\%$. Плоскостные ИК-диоды используются в оптронах. ИК-диоды для волоконных линий связи (см. *Волоконная оптика*) обладают высокой энергией, яркостью, которая достигается как за счёт локализации области протекания тока, так и за счёт сужения диаграммы направленности излучения вследствие волноводных эффектов, проявляющихся при выводе излучения через боковые грани кристалла, параллельно плоскости ПП (торцовые диоды). Быстродействие для диодов с сильнолегированными активными областями $\sim 10^{-8} - 10^{-9}$ с (см. также *Светоизлучающий диод*).

Г. применяются для создания *приёмников оптического излучения* — фотодиодов, лавинных фотодиодов, фототранзисторов и фототиристоров, преобразователей ИК-излучения в видимое. Наиб. быстродействие и чувствительность имеют Г. типа $n^+ - n^0 - P$ или $p^+ - p^0 - N$ (+ означает сильное легирование, 0 — слабое), освещаемые через широкую область. Такие приборы обладают быстродействием $\sim 10^{-10} - 10^{-11}$ с и $\eta_{\text{к}}$, близкой к 100%. Изменяя состав и, следовательно, $E_{\text{з}}$ компонент, можно в широких пределах изменять диапазон спектральной чувствительности фотоприёмников. Использование Г. в лавинных фотодиодах позволяет управлять их осн. пара-

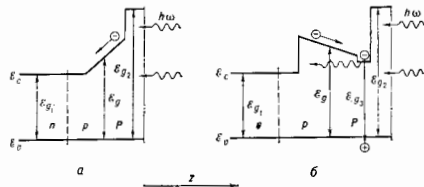


Рис. 3. Зональная структура солнечных гетерофотоэлементов: а — структура с промежуточным варизонным слоем; б — структура с промежуточным преобразователем КВ-света в люминисцентное излучение.

метром — отношением коэф. ионизации электронов и дырок.

Ввод и вывод излучения в Г. без поглощения позволяют создать эффективные эл.-люминисцентные фототристоры (усилители света), а также преобразователи ИК-излучения в видимое, ДВ-граница чувствительности к-рых значительно сдвинута по сравнению с др. *электронно-оптическими преобразователями*.

На основе Г. типа $n - p - P$ созданы *солнечные батареи*. Область их спектральной чувствительности $\lambda \sim 0,4 - 0,9$ мкм, что соответствует максимуму спектрального распределения интенсивности солнечного света; $\eta_{\text{к}} \sim 25\%$, плотность снимаемой мощности ~ 40 Вт/см². Наиб. преимуществами по сравнению с др. преобразователями обладают солнечные гетерофотоэлементы при работе с концентр. потоками солнечной энергии. Гомопереход $p - n$ создается в узкозонном полупроводнике (рис. 3); широкозонное «окно», через к-рое падает излучение, состоит из неск. слоёв полупроводников постоянного (с постоянным $E_{\text{з}}$) и переменного (варизонный полупроводник) составов. Для собирания макс. кол-ва фотонов осуществляется преобразование частоты коротковолновой ($h\nu \gg E_{\text{з}}$) части спектра солнечного света. В 1-м случае (рис. 3, а) часть фотонов поглощается в варизонном полупроводнике и рождённые носители доставляются внутрь «аттenuирующего» поля E_1 к $p - n$ -переходу, в цепи к-рого возникает эдз. ток. Во 2-м случае (рис. 3, б) поле E_1 доставляет носители в тонкий слой ($E_{\text{з}}$), где они рекомбинируют, а излучённые при этом фотоны

поглощаются в области объёмного заряда $p - n$ -перехода.

Г. с прямыми широкими полупроводниками, обладающими малыми временами τ жизни неравновесных носителей и малыми их диффузионными длинами L , позволили создать быстродействующие диоды, транзисторы и тиристоры, работающие при комнатных темп-рах ($T \sim 300$ К). В выпрямительных *полупроводниковых диодах* для увеличения пробивных напряжений требуется увеличение толщины слаболегир. области (б а з а), в к-рой находится пространственный заряд. Это приводит к возрастанию потерь при протекании тока в прямом направлении из-за роста падения напряжения на базе. В гетеродиодах с плавными гетеропереходами низкое падение напряжения на базе N^0 достигается благодаря увеличению L в «аттenuирующем» поле. Увеличение эффективной величины L в базе осуществляется в Г. за счёт переноса носителей собств. рекомбинац. излучением.

В биполярных гетеротранзисторах с широкозонным эмиттером за счёт одностороннего характера инжекции эффективность эмиттерного гетероперехода ~ 1 , независимо от легирования базовой и эмиттерной области (см. *Транзистор*). В гетеротранзисторах базовая область может быть легирована сильнее эмиттерной, что, уменьшая сопротивление базы и ёмкость эмиттерного перехода, повышает быстродействие. Для предотвращения инжекции дырок в коллектор, затягивающей время релаксации, в импульсных гетеротранзисторах наряду с широкозонным эмиттером используется и широкозонный коллектор. В полевых транзисторах на ДГ с узкозонным каналом за счёт электрического ограничения улучшаются шумовые характеристики, а широкозонный затвор улучшает управление каналом.

Т. к. тиристор может быть представлен в виде комбинации двух транзисторов с Г. типа $p - n - p$ и $n - p - n$, между к-рыми существует пологий, обратный связи по току, то всё сказанное о гетеротранзисторах применимо и к гетеротиристорам. Высокий $\eta_{\text{к}}$ позволяет управлять напряжением включения путём преобразования эдз. тока в оптический сигнал в самой Г. и последующего его преобразования в электрический на коллекторном переходе. Это исключает ограничения на время включения, связанное с диффузией и дрейфом носителей заряда, а также с временем распространения включённого состояния.

Гетеролазеры и гетерофотоприёмники, используемые в сочетании с плёночными полупроводниковыми волноводами, могут выполняться на основе единой Г. и на общей полупроводниковой подложке объединяться (интегрироваться) в оптич. схему (методами планарной технологии). Для управления условиями генерации и распространения света часто используются сложные Г., активный слой к-рых состоит из неск. слоёв постоянного или плавно изменяющегося состава с соответствующим изменением $E_{\text{з}}$. Помимо локализации света в пределах одного или неск. слоёв в плоскости ПП, при создании интегрально-оптич. схем возникает необходимость дополнит. локализации световых потоков в плоскости волноводных слоёв (в плоскости ПП). Такие волноводы наз. *полосковыми* и создаются изменением либо состава и свойств полупроводника в плоскости волноводного слоя, либо толщины слоёв. «Встривание» гетеролазера в волноводную схему осуществляется с помощью *оптического резонатора*, образуемого периодич. модуляцией толщины волноводного слоя. При определ. выборе периода модуляции благодаря дифракции в волноводе возникает волна, бегущая в обратном направлении. В результате формируется распределённое отражение света (см. *Интегральная оптика*).

Материалы и технология. В приборах на основе Г. чаще всего используются полупроводники АIIIВV и 449

AlVBi. На основе бинарных соединений может быть получен лишь дискретный набор значений ϵ_g . Однако практически между всеми бинарными соединениями образуются 3- и 4-компонентные *твердые растворы* замещения (напр., между GaAs и AlAs образуются $Al_xGa_{1-x}As$; между GaS и InP—In₂Ga_{1-x}P₂As_{1-y}), варьирование состава (x, y) к-рых позволяет плавню изменить ϵ_g (рис. 4). Наиб. широко используются Г.: GaAs—Al_xGa_{1-x}As, InP—InGa_{1-x}P₂As_{1-y} и GaSb—Al_xGa_{1-x}AsP₂Sb_{1-y}.



Рис. 4. Диаграмма ϵ_g — параметр решетки α для полупроводниковых соединений и твердых растворов Al^{III} V^V.

одичности лучше всего выполняется для твердых растворов $Al_xGa_{1-x}Zy$, где Z_v — элемент V группы периодической системы элементов. В 4-компонентных твердых растворах при изменении x, y изменяется параметр решетки α . Поэтому условие изоперодичности с подложкой выполняется лишь в ограниченной области x, y. Тем самым спектральный диапазон приборов на Г. с 4-компонентными твердыми растворами уже, чем при полном наборе x и y.

Для получения Г. применяются 3 метода: жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ), хим. осаждение из газовой фазы (ХОГФ) и молекулярно-лучевая эпитаксия (МПЭ). В наиб. широко используемом методе ЖФЭ осаждение эпитаксиального слоя происходит из раствора сплава, к-рый находится в контакте с поверхностью подложки (для Al^{III}V растворитель чаще всего элемент III группы). Метод ХОГФ применяется в основном для выращивания эпитаксиальных Г. на основе полупроводников Al^{III}V. В методе МПЭ эпитаксиальные слои выращиваются осаждением на подложке атомов и молекулу, потоки к-рых формируются в сверхвысоком вакууме.

Лит.: А д ф е р о в Ж. И., Гетеропереходы в полупроводниках и приборы на их основе, в кн.: Наука и человечество, М., (1975); А н д р е е в В. М., Д о л г и н о в Л. М., Т р е т а к о в Д. И., Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов, М., 1975; К е я с и Х., П а н и ш М., Л а с е р а на гетероструктурах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1981.

Ж. И. А д ф е р о в, С. А. Г у р е в и ч, В. И. Н о р о л о в.

ТЕТЕРОФАЗНАЯ СТРУКТУРА твердых тел — пространственное распределение кристаллич. фаз, составляющих многофазное кристаллич. твердое тело. Размеры, форма и взаимное расположение фаз, распределение и строение межфазных границ, наряду с внутрифазными дефектами, определяют мн. физ. свойства реальных твердотельных материалов. Физ. свойства гетерофазного тела не являются аддитивной суммой свойств его фаз из-за межфазных границ и внутр. напряжений, возникающих при контакте разл. фаз. В результате фазовых превращений в исходной фазе возникают отд. области или кристаллы новых, термодинамически более устойчивых фаз, к-рые растут, взаимодействуют, образуя Г. с. Воздействие на ход структурного фазового превращения, можно в одном и

том же материале получать разнообразнее Г. с. Большинство способов термич. и механич. обработки материалов с целью придания им опред. физ. свойств основано на возможности управлять процессами формирования Г. с. Получают Г. с. спеканием, диффузионной сваркой разл. твердых фаз, осаждением из жидкости или пара на подложку др. фазы.

На границе фаз атомы (молекулы), стремясь занять энергетически наиб. выгодные положения, смещаются из узлов кристаллич. решеток. Следствием этого является возникновение полей упругих напряжений. Микронапряжения сосредоточены в пограничном слое и определяют строение межфазных границ. Макронапряжения простираются в глубь фаз на расстояния порядка протяженности границы и изменяют свойства и энергию фаз. В результате образуется регулярная упорядоченная Г. с., аналогичная многодоменным структурам ферромагнетиков и сегнетоэлектриков (см. Домены). Такие Г. с. отвечают минимумам свободной энергии гетерофазного тела, складывающейся из свободных энергий неискжженных фаз, поверхностной энергии межфазных границ и упругой энергии напряжений. Поверхностная энергия определяет в основном размеры фаз. Их форма и взаимное расположение обусловлены стремлением к минимуму упругой энергии. Равновесие Г. с. описывается ур-нем, отражающим равенство локальных термодинамич. потенциалов контактирующих фаз (в каждой точке межфазной границы):

$$[f] - \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)[\epsilon_0] - \frac{1}{2}\sigma_1[S]\sigma_2 + \frac{r}{R} = 0. \quad (1)$$

Здесь [f] — разность плотностей свободных энергий напряженных фаз по обе стороны границы; [S] — разность упругих податливостей; σ_1, σ_2 — напряжения; $[\epsilon_0]$ — скачок собственных деформаций, характеризующий изменение кристаллич. решеток при превращении; r — уд. поверхностная энергия; R — радиус кривизны границы. Анализ (1) позволяет определить последовательный ряд метастабильных Г. с., образующихся при фазовом превращении одной фазы в другую, более стабильную. Типичным элементом метастабильной Г. с. является полидоменная эластита (см. Домены упругие).

Для образования регулярных Г. с. необходимо, чтобы в процессе фазового превращения сохранялась связьность кристаллич. тела, т. е. чтобы не происходили локальные пластич. деформация и разрушение. Эти процессы неизбежны и в той или иной мере нарушают регулярность Г. с. Однако во мн. случаях Г. с. формируется так, что возникающие напряжения минимальны. Эти остаточные напряжения снимаются пластич. деформацией, к-рая т. о. закрепляет Г. с.

Кроме упругих напряжений в Г. с. могут присутствовать др. дальнедействующие поля — магн. или электр. При этом ур-ние (1) имеет более общий вид:

$$[f] - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial f_1}{\partial v_1} + \frac{\partial f_2}{\partial v_2} \right) [\nabla u_i] = 0, \quad (2)$$

где f_1 и f_2 — плотности свободных энергий, зависящие от градиентов нек-рых величин u_i , непрерывных во всей Г. с. В случае упругих полей u_i — компоненты смещения, для электрич. полей u_i — потенциал. Ур-ние (2) определяет равновесную доменную структуру магнетиков и сегнетоэлектриков.

Лит.: Р о я т б у р д А. Л., Теория формирования гетерофазной структуры при фазовых превращениях в твердом состоянии, «УФН», 1974, т. 113, с. 69; это же, равновесие фаз в твердом теле, «ФТТ», 1986, т. 28, с. 3051; У м а н с к и й Я. С., С и а к о в Ю. А., Физика металлов, М., 1978.

ТЕТЕРОХРОМНАЯ ФОТОМЕТРИЯ — подраздел фотометрии, в к-ром рассматриваются методы сравнения интенсивности разноцветных (гетерохромных) излучений. При визуальном фотометрировании различие цветов сравниваемых излучений ведет к увеличению ошибки, что можно преодолеть, напр., с помощью т. п.

мигающего фотометра. При этом оба сравниваемых гетерохромных световых потока поступают в глаз попеременно. Если скорость смены световых потоков (мигания) увеличивать, то наступит такой момент, когда глаз перестанет воспринимать различие в цветности сравниваемых световых потоков. При этой скорости и проводят фотометрирование. Гетерохромные излучения удобно сравнивать по интенсивности с помощью фотозатрич. приёмников, если тем или иным способом придать кривой спектральной чувствительности приёмника форму кривой видности человеческого глаза. Для целей гетерохромной фотометрии удобна также методика съёма фотонов.

Лит. см. лит. стр. Фотометрия.

ГИББСА ПАРАДОКС — отсутствие непрерывности для энтропии при переходе от смеси различных к смеси тождеств. газов. Этот факт установлен и объяснен Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1875.

Возрастание энтропии при смешении разл. идеальных газов равно $\Delta S = R \sum_i n_i \ln(n_i/n_i)$, где R — газовая постоянная. Энтропия смеси и энтропия ΔS зависят лишь от числа молей n_i компонентов и от их сумм $n = \sum_i n_i$, но не зависят от природы смешиваемых газов. Если считать газы тождественными, то приходим к парадоксальному выводу, что энтропия возрастает на $\ln 2$ при удлинении перегородки между равными долями газов, состоящих из одинаковых молекул и находящихся в одинаковом термодинамич. состоянии. Но конечное состояние системы макроскопически не отличается от начального, т. е. $\Delta S = 0$. Поэтому приведенная ф-ла справедлива лишь для разл. газов, следовательно, непрерывный переход от смеси разл. газов к смеси одинаковых невозможен.

Г. п. можно пояснить, рассматривая обратное разделение газов с помощью полупроницаемых перегородок. Энтропия смеси газов, вообще говоря, не равна сумме энтропий исходных газов, а превышает её на ΔS . Лишь в частном случае, когда каждый компонент имеет обьем, равный объёму смеси, ту же темп-ру T и соответствующее парциальное давление P_i , энтропия смеси равна сумме энтропий её компонентов $S(T, P, n_i) = \sum_i n_i S_i(T, P_i)$, где S_i — энтропия одного моля i -го



компонента. В этом случае процесс смешения можно провести обратно с помощью полупроницаемых перегородок, напр. с помощью цилиндров равных объёмов,двигающихся без трения один в другой (рис.). Мембрана первого цилиндра непроницаема только для газа 1, второго цилиндра — для газа 2. Для того чтобы неопит изменение энтропии при диффузии, нужно с помощью изотермич. сжатия довести давление каждого компонента до суммарного давления P . Сумма энтропий компонентов перед диффузией равна $S_0 = \sum_i n_i S_i(T, P_i)$. Следовательно, изменение энтропии в результате диффузии равно $\Delta S = S - S_0 = \sum_i n_i S_i(T, P) - \sum_i n_i S_i(T, P_i)$, откуда для идеального газа получим прежнее значение ΔS . Приведённое рассуждение теряет смысл для тождеств. газов, для к-рых не существует полупроницаемых перегородок.

Иногда Г. п. наз. появление в выражениях для энтропии (и др. термодинамич. ф-ций) при их статистич. определении неаддитивных членов $\sim N \ln N$. Такие члены появляются, если ф-ция распределения частиц по координатам q_i и импульсам p_i нормируется с элементом фазового объёма $d\Gamma_N = dp_1 dq_1 \dots dp_N dq_N$. Для систем с пост. числом частиц неаддитивность можно устранить выбором произвольной константы в энтро-

пии, но для систем с перем. числом частиц этого сделать нельзя. Гиббс предложил нормировать ф-цию распределения с элементом фазового объёма, уменьшенным в $N!$ раз, где $N!$ — число перестановок N частиц, т. е. фактически с учётом неразличимости частиц. Если рассматривать классич. статистику как предельный случай квантовой, получаем нормировку с элементом фазового объёма $d\Gamma_N = dp_1 dq_1 \dots dp_N dq_N / N! h^{3N}$. Величина h^3 — объём мин. ячейки в фазовом пространстве одной частицы, естеств. единица фазового объёма; множитель $N!$ связан с тем, что перестановка тождеств. частиц не меняет квантового состояния системы.

Лит. см. лит. стр. Термодинамика. пер. с англ. М.—Л., 1946; 3-е изд. Мерфи и Д. А. Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955, § 13; Г и Б в С Д. Ж.; Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982, с. 187—189. Д. Н. Зубарев.

ГИББСА ПРАВИЛО ФАЗ — закон термодинамики многофазных многокомпонентных систем, согласно к-рому число фаз r , сосуществующих в равновесии, не превосходит числа независимых компонентов n более чем на два: $r \leq n + 2$. Г. п. ф. установлено Дж. У. Гиббсом в 1875.

В основе Г. п. ф. лежит предположение, что каждой фазе соответствует свой термодинамический потенциал (напр., энергия Гиббса) как ф-ция независимых термодинамич. параметров. Фазу можно определить как однородную совокупность масс, термодинамич. свойства к-рых одинаково связаны с параметрами состояния. Г. п. ф. есть следствие условий термодинамич. равновесия многокомпонентных многофазных систем, т. к. число независимых термодинамич. переменных в равновесии не должно превышать числа ур-ний для них. Макс. число сосуществующих фаз достигается, когда число переменных равно числу ур-ний, определяющих термодинамич. равновесие. Г. п. ф. задаёт число независимых переменных, к-рые можно изменить, не нарушая равновесия, т. е. число термодинамич. степеней свободы системы: $f = n + 2 - r \geq 0$. Число f наз. числом степеней свободы или v в а и в и т о д т о у термодинамич. системы. При $f = 0$ система инвариантная, при $f = 1$ — моно(ин)вариантная, при $f = 2$ — ди(би)вариантная, при $f \geq 3$ — поливариантная. Г. п. ф. справедливо, если фазы однородны во всём объёме и имеют достаточно большие размеры, так что можно пренебречь поверхностными явлениями, и если каждый компонент может беспрепятственно проходить через поверхность раздела фаз, т. е. отсутствуют полупроницаемые перегородки. Цифра 2 в Г. п. ф. связана с существованием 2 переменных (температура и давления), одинаковых для всех фаз. Если на систему действуют внеш. силы (напр., электрич. или магн. поле), то число степеней свободы возрастает на число независимых внеш. сил. При рассмотрении фазового равновесия в системах с дисперсной жидкой фазой необходимо учитывать силы поверхностного натяжения. В этом случае число степеней свободы возрастает на единицу и Г. п. ф. выражается соотношением $n + 3 - r \geq 0$.

Если в системе не происходит хим. превращений, то число независимых компонентов равно числу простых веществ, из к-рых состоит смесь. Если в системе возможны хим. взаимодействия, то условия равновесия включают, помимо обычных условий равновесия фаз, ур-ния хим. реакций. Число доп. ур-ний равно числу независимых реакций, протекающих в системе. Ур-ние баланса хим. реакций налагает ограничения на изменение параметров состояния, сокращая на единицу число независимых переменных. Если в системе состоящей из l веществ и r фаз, протекает k независимых реакций, то число независимо изменяющихся параметров состояния равно $f = n - k - r + 2$.

Г. п. ф. является основой ф-из. хим. анализа сложных систем, его использовали для классификации разл. случаев хим. равновесия. При помощи Г. п. ф. были открыты новые вещества и определены условия, при к-рых они могут существовать.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 88; Мюллер А., Химическая термодинамика, пер. с нем., М., 1971; Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982. Д. Н. Зубов.

ГИББСА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ — равновесное распределение вероятностей пребывания систем из большого числа частиц в состояниях, реализуемых в разл. физ. условиях. Г. р. — фундам. законы *статистической физики* — установлены Дж. У. Гиббсом в 1901 и обобщены Дж. фон Нейманом (J. von Neumann) в 1927 для квантовой статистич. механики.

Для получения Г. р. вводится *статистический ансамбль* Гиббса: совокупность большого (в пределе бесконечно большого) числа копий данной системы (классич. или квантовой), соответствующих заданным макроскоп. условиям. Рассматривается распределение систем (членов ансамбля) в фазовом пространстве координат q и импульсов p частиц или по квантовым состояниям всей системы. Г. р. имеют место как для состояний классич. системы с ф-цией Гамилтона $H(p, q)$ в фазовом пространстве $(p, q) = (p_1, \dots, p_N, q_1, \dots, q_N)$ всех N частей системы, так и для квантовых состояний системы с *уровнями энергии* ϵ_i . Г. р. в классич. статистике зависит от координат и импульсов лишь через $H(p, q)$ и не зависит от времени, удовлетворяя *Лиувилля уравнению*, к-рое выражает сохранение плотности вероятности в фазовом пространстве. Г. р. в квантовой статистике зависит от гамилтониана системы H , удовлетворяя квантовому ур-нию Лиувилля, выражающему эволюцию во времени *матрицы плотности*.

Совокупность энергетически изолированных от окружающей среды систем с энергией \mathcal{E} при пост. объеме V с заданным числом частиц N (микрочастиц, ансамбль Гиббса) описывается *микрочастичным распределением Гиббса* $f(p, q)$, согласно к-рому все состояния систем в узкой области энергий ($\Delta\mathcal{E} \ll \mathcal{E}$) вблизи \mathcal{E} равновероятны (осн. гипотеза статистич. механики):

$$f(p, q) = \begin{cases} [W(\mathcal{E}, N, V)]^{-1} & \text{при } \mathcal{E} \leq H(p, q) \leq \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}, \\ 0 & \text{вне слоя } \Delta\mathcal{E}, \end{cases}$$

где $W(\mathcal{E}, N, V)$ — *статистический вес* макроскопич. состояния системы, т. е. число микроскопич. состояний в энергетич. слое $\mathcal{E}, \mathcal{E} \pm \Delta\mathcal{E}$. Статистич. вес определяется из условия, что полная вероятность пребывания системы в любом из возможных состояний равна единице (условно нормировки вероятности): $\int f(p, q) d\Gamma_N = 1$, где $d\Gamma_N = dpdq/N!h^{2N}$ — плотность состояний, а множитель $N!$ учитывает неразличимость частиц. Следовательно,

$$W(\mathcal{E}, N, V) = \int \frac{dpdq}{N!h^{2N}},$$

где интегрирование ведётся в пределах $\mathcal{E} \leq H(p, q) \leq \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$. Микрочастич. распределение не чувствительно к выбору величины $\Delta\mathcal{E}$ и при $\Delta\mathcal{E} \rightarrow 0$ переходит в распределение

$$f(p, q) = \delta[H(p, q) - \mathcal{E}],$$

где δ — *дельта-функция* Дирака, A — постоянная, определяемая из условий нормировки.

Статистич. вес $W(\mathcal{E}, N, V)$ определяет *энтропию* системы S как ф-цию \mathcal{E}, N, V :

$$S = k \ln W(\mathcal{E}, N, V).$$

Совокупность систем в контакте с термостатом, т. е. систем с переменной энергией (фиксировано лишь её ср. значение) при пост. объеме V и заданном числе частиц N (канонич. ансамбль Гиббса), описывается *каноническим распределением Гиббса*

$$f(p, q) = \exp\left\{-\frac{F - H(p, q)}{kT}\right\},$$

где T — абс. темп-ра, F — свободная энергия (*Гельмгольца энергия*) как ф-ция V, N, T . Свободная энергия F находится из условия нормировки вероятности $f(p, q)$

и определяется через статистич. интеграл

$$F = -kT \ln Z,$$

где

$$Z = \frac{1}{N! h^{2N}} \int \exp\left(-\frac{H(p, q)}{kT}\right) dp dq.$$

Распределение вероятностей для систем в термическом и материальном контакте с термостатом и резервуаром частиц, т. е. для систем с переменными энергией H_N и числом частиц N (большой канонич. ансамбль Гиббса), описывается *большим каноническим распределением Гиббса*

$$f_N(p, q) = \exp\left\{-\frac{\Omega - H_N(p, q) + \mu N}{kT}\right\},$$

где μ — *химический потенциал*, Ω — *термодинамический потенциал* в переменных V, μ, T . Величина $\Omega(V, \mu, T)$ определяется из условия нормировки вероятности $f_N(p, q)$:

$$\Omega = -kT \ln Z(V, \mu, T),$$

где

$$Z(V, \mu, T) = \sum_N \frac{e^{\mu N/kT}}{N! h^{2N}} \int \exp\left(-\frac{H(p, q)}{kT}\right) dp dq -$$

статистич. интеграл для большого канонич. ансамбля Гиббса.

Совокупность систем в термич. и механич. контакте с окружающей средой, т. е. с переменными энергией и объёмом, когда постоянным поддерживается давление P с помощью, напр., подвижного поршня (изобарически — изотермич. ансамбль Гиббса), описывается *изобарно-изотермич. Г. р.*

$$f_V(p, q) = \exp\left\{-\frac{\Phi - H(p, q) - PV}{kT}\right\},$$

где Φ — *Гиббса энергия*, т. е. термодинамич. потенциал в переменных V, P, T .

Г. р. в классич. статистич. механике являются предельными случаями Г. р. квантовой статистич. механики при таких плотностях и темп-рах, когда можно пренебречь квантовыми эффектами. Для квантовых систем Г. р. имеют такую же форму, как и для классических, но в них вместо $H(p, q)$ входит энергия i -го квантового уровня системы ϵ_i . Для ансамбля замкнутых, энергетически изолированных систем с пост. объёмом V и полным числом частиц N , имеющих одинаковую энергию \mathcal{E} с точностью до $\Delta\mathcal{E} \ll \mathcal{E}$, все квантомеханич. состояния в слое $\Delta\mathcal{E}$ предполагаются равновероятными (осн. постулат квантовой статистич. механики). Такой микрочастич. ансамбль описывается микрочастич. распределением квантовой статистики. Вероятность пребывания системы в i -м состоянии равна

$$w_i = \begin{cases} [W(\mathcal{E}, N, V)]^{-1} & \text{при } \mathcal{E} \leq \epsilon_i \leq \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}, \\ 0 & \text{вне слоя } \Delta\mathcal{E}. \end{cases}$$

Здесь $W(\mathcal{E}, N, V)$ — статистич. вес макроскопич. состояния, т. е. число квантовых уровней в слое $\Delta\mathcal{E}$. Как и в классич. статистич. механике, он определяет энтропию системы $S = k \ln W$.

Статистич. ансамбль квантомеханич. систем с заданным числом частиц N при пост. объёме V в контакте с термостатом (канонич. ансамбль Гиббса квантовой статистики) описывается канонич. распределением Гиббса. Вероятность нахождения системы в i -м квантовом состоянии равна

$$w_i = Z^{-1}(V, N, T) \exp(-\epsilon_i/kT),$$

где статистич. сумма $Z(V, N, T)$ определяется из условия, что полная вероятность пребывания системы в любом из квантовых состояний равна единице ($\sum_i w_i =$

$=1$ — условие нормировки вероятности в квантовой статистике). Следовательно,

$$Z(T, V, N) = \sum_{\nu} \exp\{-\epsilon_{\nu}/kT\},$$

где суммирование ведётся по всем квантовомеханическим состояниям, разрешённым принципом симметрии или антисимметрии. Статистич. сумма определяет свободную энергию системы $F = -kT \ln Z$. Статистич. ансамбль квантовомеханич. систем с заданным объёмом, находящихся в контакте с термостатом и резервуаром частиц (большой канонич. ансамбль квантовой статистики), описывается большим кавонич. Г. р.

$$w_i = Z^{-1}(V, \mu, T) \exp\left\{-\frac{\epsilon_i - \mu N}{kT}\right\},$$

где

$$Z(V, \mu, T) = \sum_{i, N} \exp\left\{-\frac{\epsilon_i - \mu N}{kT}\right\}.$$

Статистич. сумма $Z(V, \mu, T)$ большого канонич. ансамбля квантовой статистики определяет термодинамич. потенциал Ω в нормальных V, μ, T : $\Omega = -kT \ln Z(V, \mu, T)$. Все Г. р. соответствуют максимуму информации энтропии (см. Энтропия) при разл. дополнит. условиях: м и к р о к а н о н и ч. Г. р. — при пост. числе частиц и энергии; к а н о н и ч. Г. р. — при пост. числе частиц и заданной ср. энергии; б о л ь ш о е к а н о н и ч. Г. р. — при заданных ср. энергии и ср. числе частиц. Т. о., все Г. р. являются наиб. вероятными распределениями, но при разл. условиях.

Для вычисления термодинамич. потенциалов все Г. р. эквивалентны, т. е. если с помощью одного из Г. р. вычислить соответствующий ему термодинамич. потенциал, то затем при помощи термодинамич. соотношений можно найти и все др. термодинамич. потенциалы, соответствующие др. ансамблям.

Лит.: Д а н и а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1978, гл. 3; М а й е в Д. Г., Г е н е р т - М а й е р М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 3, 4; Х и л и т. Т., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1960, гл. 1—3; Х у а н г Г. К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966, гл. 4—9; З у б а р е в Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 3, 9; И с х а р а А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 2, 3; В а л е с к у Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 4; Г и б б с Д. ж., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982.

ГИББСА ЭНЕРГИЯ (изобарно-изотермический потенциал, свободная энтальпия) — один из термодинамических потенциалов, характеристич. ф-ция при выборе давления P и температуры T в качестве независимых термодинамич. параметров. Введена Дж. У. Гиббсом в 1875. (Иногда Г. э. наз. термодинамич. потенциалом Гиббса или просто термодинамич. потенциалом, в узком смысле слова, и обозначают Ф.) Г. э., обычно обозначаемая G , связана с внутренней энергией U , энтропией S и объёмом V соотношением $G = U - TS + PV$. Г. э. для однокомпонентной системы пропорциональна числу частиц N и равна $G = \mu N$, где μ — хим. потенциал, зависящий только от P и T . Изменение Г. э. при квазистатич. процессе и пост. числе частиц равно $dG = -SdT + VdP$. Следовательно, энтропию и объём можно получить дифференцированием Г. э.: $S = -(\partial G/\partial T)_P$, $V = (\partial G/\partial P)_T$. Это означает, что Г. э. есть характеристич. ф-ция в переменных P и T . Удобство применения Г. э. связано с тем, что G/N зависит только от интенсивных термодинамич. параметров P и T , к-рые в равновесии постоянны для всей системы.

Для многокомпонентной системы Г. э. есть линейная ф-ция от чисел частиц N_i в компонентах i (или от масс компонент) $G = \sum \mu_i N_i$, где μ_i — хим. потенциал компонента i . Следовательно, $dG = -SdT + VdP + \sum \mu_i dN_i$. Термодинамич. равновесие соответствует минимуму Г. э. В системе со мн. степенями свободы $G = U - TS + \sum_i A_i a_i$, где a_i — веш. параметры, A_i — обобщённые силы.

Г. э. связана с энтальпией $H = U + PV$ соотношением $G = H - TS$, к-рое аналогично выражению для Гельмгольца энергии (свободной энергии) $F = U - TS$. Термин

«свободная энтальпия» основан на этой аналогии. С энергией Гельмгольца Г. э. связана соотношением $G = F + PV$. В статистич. физике энергия Гельмгольца, а следовательно, и Г. э. выражаются через статистич. интеграл (статистич. сумму).

Лит. см. при ст. Термодинамика.
ГИББСА — ГЕЛЬМГОЛЬЦА УРАВНЕНИЯ — термодинамич. соотношения, устанавливающие связь между внутренней энергией U и Гельмгольца энергией (свободной энергией) F или между энтальпией H и Гиббса энергией (свободной энтальпией) G :

$$U = F - T(\partial F/\partial T)_V, \quad (1)$$

$$H = G - T(\partial G/\partial T)_P, \quad (2)$$

где T — темп-ра, V — объём, P — давление. Установлены в 1875 Дж. У. Гиббсом, у-ние (1) использовал Г. Гельмгольц (H. Helmholtz).

У-ние (2) следует из определения энергии Гельмгольца $F = U - TS$ и выражения для энтропии $S = -(\partial F/\partial T)_V$, у-ние (2) — из определения энергии Гиббса $G = H - TS$ и выражения для энтропии $S = -(\partial G/\partial T)_P$. У-ние (1) позволяет по энергии Гельмгольца $F(T, V)$ найти внутр. энергию $U(T, V)$ и, следовательно, теплоёмкость при пост. объёме. У-ние (2) позволяет по энергии Гиббса $G(T, P)$ найти энтальпию $H(T, P)$ и, следовательно, теплоёмкость при пост. давлении.

Макс. работа, к-рую может совершить система в тепловом контакте с окружающей средой $A_{\text{макс}} = F_1 - F_2$, удовлетворяет Г. — Г. у. $U_1 - U_2 = -T^2(\partial T^{-1}A_{\text{макс}}/\partial T)_V$. Эта макс. работа за вычетом работы против сил давления $P(V_2 - V_1)$ (максимальная полезная работа) $A_{\text{макс}} = G_1 - G_2$ удовлетворяет Г. — Г. у. $H_1 - H_2 = -T^2(\partial T^{-1}A_{\text{макс}}^{\text{полезн}}/\partial T)_P$. (Различия между макс. работой и максимальной полезной работой существенно для газообразных систем.) Г. — Г. у. применяются в термодинамич. теории гальванич. элементов, использовались при установлении третьего начала термодинамики и его следствий.

Лит. см. при ст. Термодинамика.
ГИББСА — ДЮГЕМА УРАВНЕНИЕ — термодинамич. соотношение между приращениями температуры T , давления P и хим. потенциалов μ_i многокомпонентной термодинамич. системы: $SdT - VdP + \sum_i N_i d\mu_i = 0$, где S — энтропия, V — объём, N_i — число частиц i -го компонента. Для многофазной системы i учитывает также разл. фазы. Вместо N_i можно брать массы компонент и нормировать хим. потенциал μ_i на единицу массы. Получено Дж. У. Гиббсом в 1875 и широко применено П. Дюгемом (Дююмом) (P. Duhem). Г. — Д. у. устанавливает связь между интенсивными термодинамич. параметрами, к-рые при термодинамич. равновесии постоянны. Оно следует из того, что, согласно второму началу термодинамики, приращение Гиббса энергии G равно

$$dG = -SdT + VdP + \sum_i \mu_i dN_i, \quad G = \sum_i \mu_i N_i.$$

Лит. см. при ст. Термодинамика.
ГИБРИДИЗАЦИЯ АТОМНЫХ ОРБИТАЛЕЙ — выравнивание длин хим. связей и валентных углов при образовании хим. связей валентными s, p, d - и т. д. электронами (атомными орбиталями) одного атома. Г. а. о. описывает возбуждённые состояния атома в хим. соединении.

С помощью методов рентг. структурного анализа, спектральных измерений и т. н. установлено, что хим. связи, образуемые электронами атома, находящимися в разл. квантовых состояниях, эквивалентны, вопреки казалось бы очевидному предположению о их различии (так, напр., p -электроны должны были бы создавать более прочную связь, чем s -электроны). Выравнивание связей является результатом смешивания при хим. взаимодействии состояний электронов в атоме, что приводит к образованию гибридных орбиталей, направленных в сторону образующей связи (рис. 1). Гибридные ф-ции, соответствующие новым орбиталам, являются

линейных комбинациях s -, p -, d - и т. д. атомных одноэлектронных ψ -функций (орбиталей).

Представление о Г. а. о. введено Л. Полингом (L. Pauling) в 1928 для объяснения эквивалентности ковалентных связей в молекуле CH_4 (т. н. sp^3 -гибридизация,

рис. 1. Пространственная ориентация sp^3 - и sp^2 -гибридных орбиталей. При гибриризации атомных орбиталей электронные облака концентрируются в направлении линии связи (оси x).



рис. 2, а). Атом С образует 4 связи, находясь в возбужденном состоянии с электронной конфигурацией $1s^2 2s^2 2p^3$. Состояние 4-валентных электронов $2s2p^3$ описывают разл. одноэлектронные ψ -ции

$$\psi_{2s}, \psi_{2p_x}, \psi_{2p_y}, \psi_{2p_z} \quad (1)$$

При Г. а. о. состоянии каждого из 4 электронов будут описываться ψ -циями, представляющими собой эквивалентные линейные комбинации ψ -ций (1):

$$\psi_i = a_i \psi_{2s} + b_i \psi_{2p_x} + c_i \psi_{2p_y} + d_i \psi_{2p_z}, \quad i=1, 2, 3, 4. \quad (2)$$

Макс. значения ψ_i направлены в сторону образовавшейся связи (к вершинам тетраэдра молекулы CH_4)

рис. 2. Форма и расположение электронных облаков при sp^3 -а) и sp^2 -гибридизациях б).



и превосходят макс. значения одноэлектронных ψ -ций. Т. о., в результате Г. а. о. образуется более прочная связь и энергия системы понижается, т. е. Г. а. о. энергетически выгодна. Значения коэф. a_i, b_i, c_i, d_i зависят от выбора системы координат.

Двойные связи в соединениях, напр. в этилене C_2H_4 , объясняются sp^2 -гибридизацией: один валентный электрон описывается чистой одноэлектронной s -функцией, а три другие — гибридными s - и p -функциями. Для молекулы ацетилена C_2H_2 тройная связь обусловлена sp -гибридизацией: два валентных электрона остаются в p -состояниях, два другие — в гибридных s - и p -состояниях.

Тип Г. а. о. определяет значение валентных углов. Так, при sp^3 -гибридизации все валентные углы равны $109^\circ 28'$, при sp^2 -гибридизации — 120° , при sp -гибридизации — 180° , при d^2sp^2 -гибридизации образуются 4 связи, лежащие в одной плоскости под углом 90° друг к другу, и одна связь, перпендикулярная этой плоскости. Пары электронов, находящиеся в гибридных состояниях, вносят вклад в дипольный момент молекулы, т. к. положения центров тяжести электронных облаков не совпадают с положениями ядер. Перераспределение электронной плотности происходит не только при ковалентной связи, но в нек-рой степени и при ионной, т. е. при ионной связи частично также осуществляется гибриризация.

Для построения системы эквивалентных гибридных орбиталей применяется спец. аппарат теории групп. Этот метод применим и в тех случаях, когда не все образуемые атомом связи эквивалентны. Недостаток метода — неоднозначность получаемых результатов, поскольку одна и та же пространственная конфигурация связей, как правило, может осуществляться на основе нек. электронных конфигураций и, наоборот, для одной электронной конфигурации возможны разл. расположения связей. В таких случаях выбор гибриризации и конфигурации связей определяется доп. факторами (напр. отталкивание присоединенных атомов, прочность образуемых связей и пр.).

Оси. недостаток теории Г. а. о. и связанной с ней теория направленных валентностей — использование только угловых частей волновых ψ -ций и пренебрежение их радиальными частями. Кроме того, в рамках Г. а. о. валентное состояние атома рассматривается как одноэлектронная задача. Однако для точного решения нужно рассматривать многочастичную задачу.

Лит.: Хейне В., Теория групп в квантовой механике, пер. с англ., М., 1963; Сэттер Л. Дж., Электронная структура молекулы, пер. с англ., М., 1965; Хигаси К., Вабэ Х., Рембаум А., Квантовая органическая химия, пер. с англ., М., 1967; Маррелл Дж., Кеттл С., Теддер Дж., Теория валентности, пер. с англ., М., 1968; Берсуэри Б., Электронное строение и свойства координационных соединений, 2 изд., Л., 1976.

ГИБРИДНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР — разрабатываемая разновидность *термоядерного реактора*, в к-ром для выработки энергии будут использоваться не только реакции синтеза легких ядер (обычно дейтерия и трития), но и реакции деления. Бланкет Г. т. р. состоит из двух зон: в 1-й зоне — делителя в-в (уран или торий), во 2-й зоне — литийсодержащее вещество для воспроизводства сгоревшего в плазме трития.

Термоядерные нейтроны, рождающиеся в плазме с энергией 14,1 МэВ, проникают через первую стенку в бланкет с делителями вещества. При помещении в эту зону ^{238}U нейтроны поглощаются в нем с образованием ^{239}Pu ; если в эту зону поместить ^{237}Th , то образуется ^{239}Pu . Одновременно в бланкете выделяется энергия, примерно равная 140 МэВ на один термоядерный нейтрон. Т. о., в Г. т. р. можно получать примерно в 6 раз больше энергии, чем в «чистом», при прочих равных условиях.

Вследствие многократного увеличения термоядерной мощности урановым бланкетом для Г. т. р. не обязательно достижение самоподдерживающейся термоядерной реакции в плазме и возможно уменьшение нейтронной нагрузки на нервую стенку реактора по сравнению с «чистым» термоядерным реактором. В результате упрощается решение многих проблем конструкции Г. т. р.

Лит.: Велухов Е. П. и др., Гибридный термоядерный реактор токмак для производства действующего топлива и энергии, «Атом. энергия», 1978, т. 45, в. 1, с. 3; Пистуков и Ч. В. И., Шаталов В. Е., Термоядерный реактор на основе токмака, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981. В. И. Пустыковский. ГИГА... (от греч. gigas — гигантский) (1 Г) — приставка для образования наименования кратной единицы, равной 10^9 исходных единиц. Напр., 1 ГГц = 10^9 Гц. **ГИГАНТСКИЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ** ноложения звука α , имеющая место в металлах при низких температурах Т в сильном магн. поле Н. Зависимость $\alpha(1/H)$ представляет собой систему острых максимумов, высоты к-рых пропорц. напряженности поля Н, разделенных пологими широкими минимумами. Г. к. о. предсказаны в 1961 [1] и впервые наблюдались на опыте в том же году [2].

Эффект обусловлен квантованием энергии электронов проводимости металла в магн. поле (см. *Ландау уровни*). В результате квантования энергия электронов \mathcal{E} в простейшем случае квадратичного изотропного закона дисперсии электронов $\mathcal{E} = p^2/2m$ (m — эффективная масса электрона, p — его квазимпульс) приобретает вид

$$\mathcal{E}_n(p_H) = \hbar \Omega (n + 1/2) + p_H^2/2m. \quad (1)$$

Здесь n — квантовое число Ландау ($n=0, 1, 2, \dots$), $\Omega = e\hbar H/mc$ — *циклотронная частота* электронов (e — его заряд), p_H — проекция его квазимпульса на направление магн. поля Н. Звуковые волны с частотой ω и волновым вектором q можно рассматривать как ноты *фонона* с энергией $\hbar\omega = \hbar v q$ (v — скорость звука) и квазимпульсом $\hbar q$, а поглощение звука в металле — как яркое поглощение фононов электронами проводимости. При этом в каждом акте поглощения должны выпол-

няться законы сохранения энергии и проекции квазиимпульса на направление \mathbf{H} :

$$p_H' = p_H + \hbar q_H, \quad (2)$$

$$\hbar \Omega (n' + 1/2) + p_H'^2/2m = \hbar \Omega (n + 1/2) + p_H^2/2m + \hbar \omega. \quad (3)$$

Подставляя p_H' из (2), преобразуя (3) и считая q_H достаточно малым (чтобы пренебречь членом q_H^2), получаем:

$$\Omega (n' - n) + p_H q_H \hbar / m = \omega. \quad (4)$$

В достаточно сильных полях $\hbar \Omega \gg p_H q_H \hbar / m = q_H v_F (v_F - \text{Ферми скорость})$, условие (4) может выполняться только при $n' = n$. Это означает, что возможны энергетич. переходы электронов только с сохранением числа n . При этом условии (4) имеет вид

$$p_H q_H \hbar / m = \omega, \quad (5)$$

откуда следует, что в переходах могут участвовать только электроны с квазиимпульсом, удовлетворяющим соотношению

$$p_H^0 = m\omega / q_H = mv_s / \cos \phi, \quad (6)$$

где ϕ — угол между направлением распространения звука и магн. полем \mathbf{H} . Поскольку скорость звука s гораздо меньше скорости Ферми v_F , то p_H^0 гораздо меньше квазиимпульса Ферми p_F (если угол ϕ достаточно отличается от прямого).

Если изобразить энергии \mathcal{E}_n электронов как ϕ -ции p_H , то получим систему парабол (рис.). Изменяя угол



ϕ , можно изменить p_H электронов, участвующих в поглощении звука. С др. стороны, если $\hbar \omega < kT$ (T — температура), то в поглощении звука могут участвовать только электроны, находящиеся в интервале размытия распределения Ферми, т. е. в интервале энергий шириной kT вблизи ферми-энергии \mathcal{E}_F . Поэтому кривые зависимости энергии электрона от p_H для разных n пересекаются полосой ширины kT , середина к-рой совпадает с уровнем Ферми \mathcal{E}_F . Ширина полосы меньше расстояния между кривыми, что соответствует условию $\hbar \Omega \gg kT$. Процируя участки кривых, пересекаемые полосой, на ось абсцисс, видим, что в области размытия распределения Ферми существуют интервалы разрешённых и запрещённых значений p_H (первые отмечены жирными отрезками). Положения этих отрезков зависят от \mathbf{H} , поскольку с изменением \mathbf{H} меняются расстояния между кривыми. Когда при изменении \mathbf{H} p_H^0 периодически попадает в интервал разрешённых значений p_H , имеет место сильное поглощение звука; в противном случае поглощение мало. Г. к. о. имеют место при условии [1]:

$$\mathcal{E}_F \gg \hbar \Omega \gg kT.$$

При меньших полях \mathbf{H} Г. к. о. могут иметь место также за счёт переходов с изменением квантового числа n . Г. к. о. могут иметь место и в том случае, если траектории электронов в магн. поле открыты. Однако в этом случае осцилляц. максимумы расширятся, а интервалы между ними сужаются. Уширение осцилляц. максимумов, как правило, происходит и при возрастании интенсивности звука [3—5].

Лит.: 1) Гуревич В. Л., Скобов В. Г., Фирсов Ю. А., Гигантские квантовые осцилляции поглощения

звука металлами в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 786; 2) Королук А. П., Пруцук Т. А., Новый тип квантовых осцилляц. коэффициента поглощения ультразвука в шине, там же, т. 41, с. 1639; 3) Галльбергер Ю. М., Ганн и С. В., Гуревич В. Л., Гигантские осцилляции поглощения звука металлами в случае открытых траекторий, там же, 1969, т. 56, с. 1728; 4) Галльбергер Ю. М., Козлов В. И., Неупрежденное акустич. коротковолновое звука в проводнике в магнитном поле, там же, 1972, т. 63, с. 1083; 5) Шенберг Л., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ. М., 1966.

В. Л. Гуревич

ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ (гигантские мультипольные резонансы) — высоковольтные состояния атомных ядер, n -ые интерпретируются как коллективные когерентные колебания с участием большого числа нуклонов (см. *Колебательные возбуждения ядер*). Известны Г. р., соответствующие колебаниям объёма ядра, ядерной поверхности, протонов относительно нейтронов, колебания, связанные с переворотом спина нуклонов и с обменом зарядом (см. ниже). Экспериментально Г. р. проявляются как широкие максимумы в

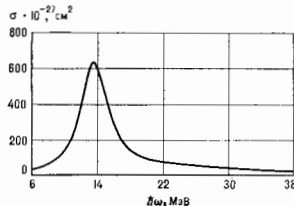


Рис. 1. Зависимость полого сечения σ поглощения γ -квантов ядром ^{208}Pb от энергии γ -квантов.

зависимости сечения σ ядерных реакций от энергии налетающей частицы (рис. 1) или в спектре вылетающих частиц.

Г. р., являясь коллективными возбуждениями ядра $A(N, Z)$ (N — число нейтронов, Z — протонов), могут принадлежать либо к состояниям того же ядра (нейтральная по заряду ветвь возбуждения), либо к состояниям соседних ядер — изобар $A(N \mp 1, Z \pm 1)$ [зарядовые ветви возбуждений ядра $A(N, Z)$, наз. за рядов о б о м е я н и и или изобарич. состояниями (заряд ядра изменяется на $\Delta Q = \pm 1$). В первом случае Г. р. могут быть возбуждены в реакциях без передачи заряда, напр. (e, e') , (p, p') , во втором — в реакциях перезарядки типа (p, n) для $\Delta Q = +1$ и (n, p) для $\Delta Q = -1$.

Классификация и основные особенности. Классификация Г. р. как состояний колебат. типа производится по квантовым числам вибр. возбуждений — по полному угл. моменту I и чётности π (обозначается I^π). Полный момент I складывается из орбитального L и спинового S угл. моментов возбуждённого ядра, причём $\pi = (-1)^L, S = 0, 1$ (см. ниже). Для нейтральной ветви возбуждений Г. р. можно классифицировать характеристиками γ -кванта, испускаемого при снятии возбуждения данного типа. Поэтому Г. р. с $S = 0, 1; I = L; \pi = (-1)^L$ наз. электрическими $2L$ -польными (обозначается EL), а с $S = 1, I = L \pm 1, \pi = (-1)^{L+1}$ наз. магнитными $2L$ -польными (ML). Т. о., Г. р. $E0$ соответствует возбуждённому состоянию $I^\pi = 0^+$ (электрич. монополюсный Г. р.), $E1$ — состоянию 1^- (электрич. дипольный Г. р.), $E2$ — состоянию 2^+ (электрич. квадрупольный Г. р.), $M1$ — состоянию 1^+ (магн. дипольный Г. р.), $M2$ — состоянию 2^- (магн. квадрупольный Г. р.) и т. д. (см. *Мультипольное излучение, Гамма-излучение*).

Для зарядк. ветвей возбуждения установившейся терминологии нет, указывают I^π , отмечая случаи $S = 1$ дополнит. словом «спин» (напр., спин-дипольный Г. р.) и указывая ветвь возбуждения ($\Delta Q = \pm 1$). Существует спец. названия лишь для простейших Г. р. этого типа с $\Delta Q = +1$: для 0^+ — аналоговый резонанс (для изоба-

рич. аналоговый резонанс); для 1^{+} — гамов-теллеровский резонанс (см. ниже).

Изменение изотопии. спина T ядра при возбуждении Γ . р. отличает изоскалярный ($\Delta T=0$) от изоспинового (изовекторного) ($\Delta T=1$) (обозначают дополнит. ниж. индексами, напр. $E1_0$, $E2_1$, табл. 1).

Табл. 1. — Общая классификация гигантских резонансов с квантовыми числами l^{π} в чётно-чётных ядрах

Вид колебаний	ΔT	S	l^{π}		$\Delta Q = \pm 1$
			$\Delta Q = 0$, обозначение		
Изоскалярные	0	0	L_0^{π}	EL_0	—
		1	$(L \pm 1)_0^{\pi}$	$M(L \pm 1)_0$	
	0	1	L_0^{π}	EL_0	
Изоспиновые (изовекторные)	1	0	L_1^{π}	EL_1	L_1^{π}
		1	$(L \pm 1)_1^{\pi}$	$M(L \pm 1)_1$	$(L \pm 1)_1^{\pi}$
Спин-изоспиновые	1	1	L_1^{π}	EL_1	L_1^{π}

Γ . р. наблюдаются у большинства ядер. Они располагаются, как правило, в непрерывном спектре возбуждений ядра и имеют ширины порядка нэв. МэВ. Форма, ширина Γ и энергия E Γ . р. плавно изменяются от ядра к ядру, напр. для электрич. Γ . р. E пропорц. $A^{1/2}$, где A — массовое число.

Важной характеристикой Γ . р. является процент исчерпания правила сумм. Обычно Γ . р. исчерпывают значит. долю соответствующего правила сумм, т. е. его интенсивность («сила») по сравнению с максимально возможной (суммой) вероятностей всех переходов этого типа велика (отсюда назв. Γ . р.), что свидетельствует о большой коллективности состояния.

Теоретические модели. Существуют 2 подхода к описанию Γ . р. — феноменологический и микроскопический. Большинство феноменологич. теорий исходит из

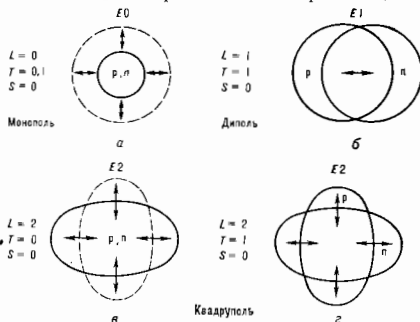


Рис. 2. Схематическое изображение гигантских резонансов как колебаний ядра в гидродинамической модели: а — $E0_0$; б — $E1_1$; в — $E2_0$; г — $E2_1$.

того, что сильная коллективизация состояния позволяет применить для описания колебаний формы и объёма ядра гидродинамич. модель. В этой модели Γ . р. $E1$ соответствует колебанию центра масс нейтронов относительно центра масс протонов (рис. 2, б), $E0$ — ком-

прессионным колебаниям, в процессе к-рых ядро изменяет свой радиус (рис. 2, а), $E2$ — квадрупольным колебаниям сферич. ядерной поверхности (рис. 2, в, г).

Для всех Γ . р., кроме низколежащего дипольного, возможны 2 вида колебаний: один, когда протоны и нейтроны колеблются в фазе (изоскалярный Γ . р.), другой — когда они колеблются в противофазе (изовекторный). Т. к. для разделения протонов от нейтронов необходимо затратить дополнит. энергию, то изовекторные Γ . р. имеют большую энергию, чем соответствующие изоскалярные.

Для возникновения Γ . р. необходимо, чтобы в ядре появилась стоячая волна, т. е. чтобы по длине окружности или диаметру ядра $2R$ уложилось целое число длин волн λ . Это условие означает, что $\lambda \sim R$, что даёт для энергии возбуждений зависимость

$$E \sim \hbar \omega \sim 1/R \sim A^{-1/2}. \quad (1)$$

Для деформированных ядер феноменология теория предсказывает расщепление Γ . р. на неск. компонент. Напр., Γ . р. $E1$ расщепляется на 2 компоненты, связанные с условием $\lambda \sim R$ для каждой из 2 гл. осей эллипсоида вращения. По величине расщепления можно получить сведения о степени деформации ядра в осн. состоянии.

Микроскопич. теория исходит из оболочечной модели ядра. В простейшем случае возбуждение Γ . р. — результат перехода нуклонов из одной главной оболочечной оболочки в другую, незаполненную (рис. 3). Взаимодействие нуклонов упорядочивает эти переходы в коте-

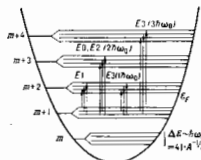


Рис. 3. Гигантские резонансы в модели оболочек: E_F — энергия Ферми; N — главное квантовое число; $\hbar\omega$ — разность энергий между соседними оболочками.

рентное движение. Т. о., Γ . р. — результат когерентного сложения мп. переходов частица — дырка ($n-d$) с необходимыми моментом и чётностью (l^{π}), так что соответствующие вероятности переходов во много раз (≥ 10) превышают вероятности одночастичных переходов. Ср. энергетич. интервал между соседними оболочками $\Delta E \sim \hbar\omega = 41A^{-1/2}$ МэВ. Поэтому в модели оболочек энергия возбуждения Γ . р. $E = m\hbar\omega$, где $m=1$ для Γ . р. $E1$, $m=2$ для $E2$. При этом Γ . р. могут иметь неск. компонент, так Γ . р. $E3$ может иметь низкоэнергетич. компоненту, соответствующую переходам с энергией $\hbar\omega$, и высокоэнергетическую, соответствующую переходам $3\hbar\omega$. Учёт т. в. остаточного частично-дырочного взаимодействия обычно существенно изменяет величину E , опуская изоскалярные и поднимая изовекторные E . р. (табл. 2).

Возбуждение зарядово-обменных Γ . р. в оболочечной модели можно представить как «перекрёстные» переходы нуклонов из нейтронной оболочки в протонную (и наоборот).

Изучение Γ . р. разл. видов даёт возможность определить все параметры эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах.

Электрические Γ . р. Наиболее изученные нейтральные электрич. Γ . р. приведены в табл. 2. Наиб. исследован Γ . р. $E1$ как явление, связанное с колебаниями протонов относительно нейтронов; впервые описан в 1944 А. Б. Мигдалом и экспериментально обнаружен в 1947 в реакциях фотоделения. На возможность его существования в 1937 указали В. Боте (W. Bothe) и В. Гентнер (W. Gentner). Γ . р. $E1$ наблюдается для ядер всех элементов периодич. системы; помимо ф-лы,

указанной в табл. 2, есть и др. эмпирич. ф-лы для его энергии, напр. $\mathcal{E} = 32A^{-1/2} + 21A^{-1/4}$ (МэВ).

Г. р. $E2$ изучен для большинства ядер и установлен во мн. ядерных реакциях для разных энергий падающих частиц. Его можно возбудить, бомбардируя ядро протонами и более массивными ядерными частицами, а

Табл. 2. — Некоторые данные о нейтральных EL -резонансах

	ΔT	\mathcal{E} , МэВ	Г, МэВ	Сила резонанса (% исчерпания правила сумм)
$E0$	0	$80A^{-1/2}$	2,5—4	~100 для $A > 90$
$E1$	1	$78A^{-1/2}$	4—8	100 для $A > 100$
$E2$	0	$65A^{-1/2}$	2,5—7	30—90
$E2$	1	$120A^{-1/2}$	5—10	80—100
$E3$ (1 $h\omega$)	0	$32A^{-1/2}$	—	10—20
$E3$ (3 $h\omega$)	0	$110A^{-1/2}$	5—7	40—80

напр. α -частицами или ядрами ${}^6\text{Li}$ (рис. 4). Т. к. главным во взаимодействии α -частиц с нуклонами является сильное взаимодействие, к-рое зарядо-симметрично, то это облегчает возбуждение квадрупольных колебаний, в к-рых протоны и нейтроны участвуют вместе, и исключает дипольные колебания.

Кроме приведенных в табл. 2 есть указания на существование Г. р. $E0_1$, $E1_0$ (3 $h\omega$) и $E4$ (2 $h\omega$), $E5$, $E6$. В легких ядрах \mathcal{E} и сила Г. р. уменьшаются по сравнению с табл. 2. Для Г. р. $E1$ и $E2$ наблюдается фрагментация (форма резонанса не может быть описана одной лоренцевской кривой).

Особое значение имеет Г. р. $E0$ (не наблюдался для ядер с $A < 60$). Он является практически единств. источником сведений о сжимаемости ядра, т. к. в гидродинамич. модели его энергия выражается ф-лой:

$$\mathcal{E}(E0_0) = \frac{\hbar^2}{3r_0 A^{1/2}} \sqrt{km}. \quad (2)$$

Здесь m — масса нуклона, $k = r_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}'}{\partial r_0^2}$ — жёсткость ядра (\mathcal{E}' — энергия, приходящаяся на 1 нуклон, r_0 — ср. расстояние между нуклонами), связанная с его сжимаемостью C соотношением $k^{-1} = 9C$. Ядерная сжимаемость определяет ур-ние состояния вещества вблизи равновесной плотности и скорость звука $v_{зв}$ в ядерной материи: $C^2 = -V^{-1} \frac{\partial V}{\partial p}$ (V — объём ядра, p — давление). Из эксперим. данных об энергии $\mathcal{E}(E0)$ найдено $k = 220 \pm 30$ МэВ, откуда $v_{зв} = 0,15 c$.

Спиновые (магнитные) резонансы. Если электрич. Г. р. можно интерпретировать как разл. моды колебаний заряда ядра, то магн. Г. р. связаны с когерентными движениями моментов нуклонов. С каждым нуклоном связаны орбитальный момент его движения относительно центра массы ядра ($l=0, h, 2h, \dots$) и спин $s=1/2$, к-рый пренебрегут вокруг орбитального момента, складываясь с ним в полный момент j и ориентируясь параллельно $j = (l + 1/2)\hbar$ или антипараллельно $j = (l - 1/2)\hbar$ к первому. По мере увеличения A нейтроны и протоны последовательно заполняют свои оболочки с фиксированными l и j , причём в каждой оболочке нуклоны расположены так, чтобы попарно компенсировать полные моменты и образовать систему с суммарным моментом, равным 0 (для чётно-чётных ядер). Оболочки с параллельным расположением спина и орбитального момента заполняются раньше, чем с антипараллельным, так что в таких ядрах возникает преим. направление прецессии спина относительно орбитального момента. Изменение этого направления на противоположное у одного нуклона в силу их взаимодействия резо-

нансно передаётся др. нуклонам и приводит к возбуждению Г. р. типа $M1$. Если одновременно с поворотом спина происходит изменение орбитального момента нуклона, то возникают Г. р. высш. магн. мод (ML). Если спины нейтронов и протоновворачиваются синфазно, то это — изоскалярные магн. Г. р., если в противофазе — изовекторные.

Изменить прецессию спинов и моментов нуклонов можно либо действуя эл.-магн. полем на связанные с ними магн. моменты, либо изменяя ориентацию магн. моментов за счёт передачи нуклоном энергии ионного поля. В первом случае используются гл. обр. неупругое рассеяние электронов на ядрах (e, e'), во втором — реакция неупругого рассеяния протонов (p, p') с энергией 100—200 МэВ. Когда пион поглощается нуклоном, он изменит ориентацию его спина. Т. к. каждый нуклон окружён ионным полем, то бомбардирующей нуклон также может вызвать спиновые колебания.

Наиб. изучены Г. р. $M1$ и $M2$. Г. р. $M1$ отвечает переходом нуклонов с переворотом их спина относительно орбитального момента l без изменения орбитального квантового числа ($S=1, L=0$), $M2$ соответствует переходом нуклонов с переворотом спина и изменением l на 4 ($S=1, L=4$). Оба типа Г. р. описываются оболочечной моделью как переходы нуклонов из одной оболочки в другую с учётом остаточного частично-директного взаимодействия.



Рис. 4. Спектр неупруго-рассеянных ядер ${}^6\text{Li}$ на ядре ${}^{12}\text{C}$ при начальной энергии ядра ${}^6\text{Li}$ 90 МэВ; нули — фон.

Энергию $M1$ можно описать эмпирич. ф-лой $\mathcal{E}(M1) = 45A^{-1/2}$ МэВ; он может располагаться в области дискретного спектра, и тогда он представляется в виде интенсивных уровней 1^+ с большой суммарной величиной вероятности γ -переходов. Экспериментально кроме ядер с $A < 40$ он обнаружен (1982) в ядрах с $A > 40$ (${}^{48}\text{Ca}$, изотопы Ni , Zr и др.) в реакции (p, p') при энергии протонов 200 МэВ. В ${}^{208}\text{Pb}$ $M1$ проявляется как группа 35 уровней 1^+ с энергией $\mathcal{E} \sim 7,5$ МэВ. Г. р. $M2$ для средних и тяжелых ядер расположен в области $\mathcal{E} \sim 6-10$ МэВ. Он измерен в ядрах ${}^{68}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{140}\text{Ge}$, ${}^{208}\text{Pb}$ с помощью неупругого рассеяния электронов на яды, близкие к 180° .

Зарядо-обменные Г. р. Аналоговый резонанс был открыт экспериментально в 1962 А. Андерсоном (A. Anderson) и Вонгом (Ch.-Y. Wong) в реакции (p, n), гамма-теллеровский резонанс обнаружен в 1979. Аналоговый 0^+ ($S=0, L=0$) и гамма-теллеровский 1^+ ($S=1, L=0$) Г. р. интерпретируются как возбуждённые состояния ядра $A(N, Z)$. С микроскопич. точки зрения это когерентно-нейтрона дикара, образованных переходами нейтрона в незаполненные протонные состояния. В случае 0^+ такой переход происходит без изменения квантовых чисел нуклонов (см. Аналоговые состояния), а в случае 1^+ — с поворотом их спина (рис. 5).

С феноменологич. точки зрения 0^+ рассматривается как состояние ядра $A(N-1, Z+1)$, принадлежащее тому же изомультету, что и осн. состояние ядра $A(N, Z)$, т. е. отвечающее тому же изоспину $T=(N-Z)/2$, но отличающееся от последнего проекцией изоспина T_z : для $A(N, Z)$ $T_z=T$, для аналогичного Г. р.

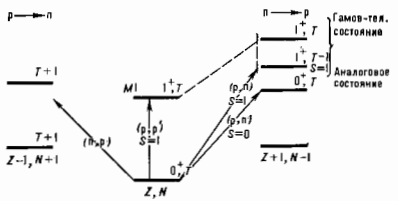


Рис. 5. Схема возбуждения зарядово-обменных и нейтральных резонансов.

$T_z=T-1$. Такая схема соответствует приближенному сохранению в ядерных процессах изоспиновой симметрии (нарушаемой эл.-магн. поправками).

Наряду с энергией Г. р. K -яра учитывается от осн. состояния ядра $A(N, Z)$, важной характеристикой зарядово-обменных Г. р. является величина матричного элемента μ β -перехода в осн. состоянии ядра $A(N, Z)$. Энергия аналогового Г. р. определяется разностью кулоновских энергий ΔE_K ядер $A(N-1, Z+1)$ и $A(N, Z)$:

$$E(0^+) = \Delta E_K \approx 1,444 ZA^{-1/2} + 1,27 \text{ (МэВ)}, \quad (3)$$

а μ с точностью до $1-2\%$ исчерпывается правдой сумм, что связано с приближенным сохранением изоспина:

$$M^2(0^+) \approx N - Z. \quad (4)$$

Энергия гамма-теллеровского резонанса в с. р. ядрах лежит на $2-4$ МэВ выше $E(0^+)$ и приближается к $E(0^+)$ с ростом A и $N-Z$. Для тяжёлых ядер (Pb-U) энергии $E(0^+)$ и $E(1^+)$ практически совпадают, что может означать приближённую реализацию т. н. спино-изоспиновой (вингерсовской) симметрии в тяжёлых ядрах (см. *Унитарная симметрия*). Гамма-теллеровский Г. р. исчерпывает ок. 60% своего правила сумм. Причиной может быть переход в более сложные 1^+ состояния ($2\alpha-2\alpha$) либо влияние далёких по энергии, но сильно коллективных состояний, описывающих виртуальные возбуждения самих нуклонов ядра. Если T -изоспин аналогового Г. р. ядра $A(N, Z)$, то гамма-теллеровский Г. р. того же ядра имеет изоспин $T-1$.

Наряду с аналоговым и гамма-теллеровским Г. р. в реакциях (p, n) при энергии протонов ~ 200 МэВ наблюдаются также Г. р. положительно заряж. ветви возбуждений средних и тяжёлых ядер с $L=1, S=1$ и $L=2, S=1$. Первые две квантовые числа $L\pi = 0^+, 1^-, 2^-,$ вторые — $1^+, 2^+, 3^+$. Для ветви $\Delta Q = -1$ наблюдались: в реакции (π^-, π^+) Г. р. $0^+ (2h\omega)$; в β -распаде протонно-избыточных ядер -1^+ ; в α -захвате на ядре $^{40}\text{Ca} - 1^- (S=0, L=1)$, являющийся отрицат. изотопич. аналогом электрического дипольного Г. р. (рис. 5).

Распад, формирование Г. р. Как правило, Г. р. расположены при энергиях возбуждения, превышающих пороги испускания частиц из ядра, и, следовательно, распадаются преим. с вылетом нуклонов или лёгких ядер. Самые лёгкие ядра распадаются преим. с испусканием α -частиц; с ростом A возрастает доля протонного канала, однако с увеличением Z он обрывает кулоновский барьером ядра. Тяжёлые ядра распадаются в основном с испусканием нейтронов. Наблюдаются также деление ядра из Г. р. $E1$ и $E2$. Распад аналогового Г. р. идёт как с вылетом протонов, так и по нейтронному каналу (запрещённому при строгом сохранении изоспина).

Изучение каналов распада Г. р. позволяет выяснить его формирование, изучить его связь с др. возбужденными ядра, получить информацию о поведении кулоновского барьера при колебаниях ядра, распад Г. р. даёт информацию о вкладе различных одночастичных состояний в структуру коллективного состояния.

Взаимодействие ядра с явн. нолем с образованием Г. р. разделяется на ряд этапов. На 1-м этапе происходит рождение частично-дырочного возбуждения, отвечающего состояниям $1\alpha-1\alpha$ над поверхностью Ферми исходного ядра. На 2-м этапе возбужденная пара взаимодействует с нуклонами ядра, образуя другие ($1\alpha-1\alpha$) состояние или две частично-дырочные пары ($2\alpha-2\alpha$ состояние). Далее образуются ($3\alpha-3\alpha$) и более сложные конфигурации, пока не установится статистич. равновесие.

Полная ширина Г. р. (Γ) обусловлена двумя процессами: прямым распадом в область непрерывного спектра (Γ^\dagger) Γ^\dagger и распадом ($1\alpha-1\alpha$)-конфигураций на более сложные многочастичные Γ . Смешивание со сложными конфигурациями приводит к потере когерентности и образованию состояний составного ядра. Макроскопически Γ_\dagger связано с ядерной вязкостью, приводящей к затуханию колебаний ядра. При распаде лёгких ядер в полной ширине Г. р. преобладает Γ^\dagger , для тяжёлых — Γ , причём для последних в случае $E1$ Г. р. $\sim 80-90\%$ от полной ширины.

Экспериментальные методы. Г. р. возбуждаются за счёт эл.-магн. и сильного взаимодействия частиц с ядром. При взаимодействии γ -квантов с энергией $10-25$ МэВ с ядром избирательно возбуждается Г. р. $E1$, т. к. длина волны $\lambda \gg R$, а Г. р. высших мультипольностей подавлены в отношении $(R/\lambda)^{2L-2}$.

Осп. метод изучения др. Г. р. — неупругое рассеяние частиц. Напр. при неупругом рассеянии быстрых электронов возбуждаются все Г. р. с $\Delta T=0$ и $\Delta T=1$, но имеет место высокий уровень фона. В неупругом рассеянии протонов также могут возбуждаться все виды Г. р., однако кинематик. особенности реакции при энергии протонов $E_p \leq 40-50$ МэВ уменьшают вероятность возбуждения Г. р. с $\Delta T=1, S=1$. Г. р. выделяются над фоном (связанным с прямым выбиванием протонов из ядра) при $E_p > 100$ МэВ.

Наилучшие результаты для изучения изоскопических Г. р. даёт рассеяние α -частиц и ядер ^6Li с энергией > 100 МэВ (рис. 4). В этих процессах запрещено возбуждение Г. р. с $\Delta T=1$ (а в случае ^6Li имеет место значит. спускание фона).

Для изучения зарядово-обменных резонансов используют реакции перезарядки кулонов. В реакции (p, n) возможно возбуждение состояний как с $S=0$, так и с $S=1$, причём первые возбуждаются при энергиях $E_p \leq 40$ МэВ, а вторые при $E_p \sim 100-200$ МэВ. В реакции ($^6\text{Li}, ^6\text{He}$) возможно лишь образование Г. р. с $S=1$.

Для изучения Г. р. нейтральной ветви использовались также реакции (d, d') , ($^3\text{He}, ^3\text{He}'$), рассеяние лёгких и тяжёлых ионов, в положит. ветви — (π^+, π^0), ($^3\text{He}, ^3\text{He}$), в отрицат. ветви ($^7\text{Li}, ^7\text{Be}$) — (n, p) , (π^-, π^+) , α -захват и β -распад протонно-избыточных ядер.

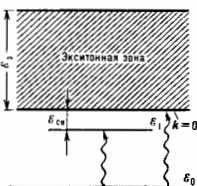
Лит. Наумов Ю. В., Крафт О. Е., Изоспин в ядерной физике, Л., 1972; А в а н б е р г И., Г р а в е р В., Модели ядер. Коллективные и одночастичные ядра, пер. с англ., М., 1975; Б о р О., М о т т л е й с о н В., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Б е р т р а н д Ж. Ф., Колебания атомных ядер, пер. с англ., («В мире науки», 1983, № 7, с. 16).

Ю. В. Голанов, С. П. Камерджерс, А. А. Ослобин.

ГИГАНТСКИЕ СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРА — возникают, когда оптический создаваемый эскином рождается в связанном состоянии. Это может быть связанное состояние эскитона с примесным центром (эскинтоном-примесный комплекс — ЭПК) либо с др. квазичастицей (с др. эскинтоном, магноном, фононом и др.). Необходимо только, чтобы энергия связи $E_{\text{св}} \ll E_s$, где E_s — ширина эскитонной зоны (рис.).

В спектрологии силой осциллятора f наз. безразмерный параметр, пропорц. интенсивности оптич. перехода (произведение квадрата матричного элемент. перехода на разность населённостей уровней) [1]. Возникновение Г. с. о. проявляется в том, что интенсивность поглощения света с образованием ЭИК (в

Схема энергетических уровней и оптических переходов: ϵ_0 — основное состояние кристалла; ϵ_{ex} — ширина экзитонной зоны; ϵ_1 — уровень экзитонно-ириемского поглощения с энергией связи ϵ_{sv} . Схема соответствует случаю, когда состояние экзитона с квазиимпульсом $k=0$, в к-ром разрешён оптический переход (полностью линия), находится на дне экзитонной зоны.



расчёте на 1 примесный центр) значительно превышает интенсивность собственного экзитонного поглощения f_0 (в расчёте на элементарную ячейку) [2]. Между силами осцилляторов соответствующих переходов существует приближённая связь $f_{\text{эик}} \approx (\epsilon_0/\epsilon_{sv})^{1/2} f_0$. Отсюда $f_{\text{эик}} \gg f_0$ всякий раз, когда $\epsilon_{sv} \approx \epsilon_{sv}^0$, т. е. когда уровень ЭИК ϵ_1 является «медленным».

Физ. механизм возникновения Г. с. о. состоит в том, что в «медлом» ЭИК экзитонное возбуждение охватывает область, значительно превышающую объём элементарной ячейки. Во всей этой области возникают когерентные колебания электрич. дипольного момента, и в результате на частоте электронного перехода в ЭИК свет поглощает белая «антенна», состоящая из примесной молекулы и близлежащих молекул осн. кристалла.

Возникновение Г. с. о. наблюдалось на молекулярных экзитонах [3]. В работе — Мотта экзитонах в полупроводниках (где $f_{\text{эик}}/f_0 \sim 10^4$, [4, 5]), на колебательных экзитонах [6] и магнитных возбуждениях в магнитоупорядоченных кристаллах [7]. Следствие Г. с. о. — короткое время жизни ЭИК $\tau_{\text{эик}} \sim 1/\text{Г. с. о.}$ в примесных полупроводниках $\sim 10^{-9} - 10^{-10}$ с, поэтому ЭИК являются осн. каналом низкотемпературной люмин. рекомбинации. Аналогичные явления наблюдались на биэкzitонах (Г. с. о. для оптич. превращения экзитона в биэкзитон и короткое время жизни биэкzitона).

Лит.: 1) Белоузе и Нед Д. Н., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; 2) Раббиа Э. И., Теория примесного поглощения света в молекулярных кристаллах, «Оптика и спектроскопия», 1957, т. 2, с. 568; 3) Броуде В. Л., Раббиа Э. И., Шека Э. Ф., Аномальное примесное поглощение вблизи экзитонных полум. молекулярных кристаллов, «ДАН СССР», 1961, т. 139, с. 1085; 4) Неллу С. Н., Навава К., Lifetimes of bound excitons in CdS, «Phys. Rev. Ser. V», 1970, т. 182, т. 3 и в сб. «В. В. Ильяев и П. Н. Аномальная интенсивность экзитонно-примесного поглощения в кристаллах CdS», «ФТД», 1972, т. 14, с. 481; 6) Белоузов М. В., Погарев Д. В., Шутига А. А., Количественные исследования колебательных спектров изотопосоединенных кристаллов нитрата натрия, «ФТД», 1978, т. 20, с. 1415; 7) Еремченко В. В. и др., Перестройка спектра магнитных возбуждений антиферромагнитного CoF_2 с примесью MnF_2 малой концентрации, «ЖЭТФ», 1982, т. 82, с. 813.

В. В. Тимофеев

ГИГРОСКОПИЧНОСТЬ (от греч. hygros — влажный и skopos — наблюдаю) — свойство материалов поглощать (сорбировать) влагу из воздуха. Г. обладает смачиваемые водой (гидрофильные; см. *Гидрофильность и гидрофобность*) материалы капиллярно-пористой структуры (напр., древесина), в тонких капиллярах к-рых происходит конденсация влаги (см. *Капиллярная конденсация*), а также хорошо растворимые в воде вещества (поваренная соль, сахар, концентрир. серная к-та), особенно хим. соединения, образующие с водой кристаллогидраты. Кол-во поглощённого веществом влаги (гигроскопичность) возрастает с увеличением влагосодержания воздуха и достигает максимума при относит. влажности 100%.

островковые металлич. плёнки; завеси малых металлич. частиц в водных растворах. Более слабое Г. к. р. наблюдается также для поверхностей К, Na, Al, Li.

При Г. к. р. правила отбора, характерные для обычного комбинац. рассеяния (КР), не всегда выполняются; при этом часть линий, обычно запрещённые для КР, имеют интенсивность, сравнимую с интенсивностью разрешённых линий. Кроме того, зависимость интенсивности комбинац. линий от частоты возбуждающего света для Г. к. р. и КР различны. Для Г. к. р. наблюдается, как правило, широкий максимум в видимой красной области спектра.

Механизм Г. к. р. до конца не выяснен. Установлено, что полное усиление интенсивности линий зависит от двух факторов. Один из них, приводящий к усилению $\sim 10^2 - 10^3$, связан с увеличением напряжённости электр. поля, действующего на молекулу вблизи поверхности металла. Это увеличение обусловлено резонансом падающего или рассеянного эл.-магн. излучения с собственными плазменными колебаниями электронов, локализованными вблизи выступов или впадин шероховатой поверхности. Существование такого резонансного эффекта, кроме самого усиления, позволяет также качественно объяснить форму контура возбуждения Г. к. р. и то, что наиб. усиление наблюдается на поверхностях благородных металлов, имеющих высокую отражат. способность в видимой области спектра.

Др. фактор усиления связан с изменением комбинац. поляризуемости молекулы и взаимодействующих с ней электронов металла. Это взаимодействие имеет, по-видимому, хим. природу. Величина «химического» усиления зависит от характера связи, к-рую образует адсорб. молекула с металлом. Существуют две гипотезы хим. усиления, к-рые во мн. случаях согласуются с эксперим. данными. Первая из них основывается на экспериментально обнаруженном для нек-рых молекул (бензол, этилен) сходстве соотношения линий в спектрах Г. к. р. и спектров характеристич. (неупругих) потерь энергии при рассеянии медленных электронов на изолир. молекулах, в процессе к-рого электрон захватывается па нек-рое время молекулой и образует промежуточное состояние — отрицательный молекулярный ион. Сделано предположение, что при адсорбции молекулы возникает комплекс, где имеются возбуждённые электронные состояния, частота перехода в к-рые из осн. состояния соответствует частоте видимого дианазона эл.-магн. излучения, т. е. создаются условия резонанса. Возбуждённые состояния в этом случае обусловлены переносом электрона на молекулу в металл или обратно.

В др. модели хим. усиления падающий свет рассеивают не адсорб. молекулы, а электроны металла, колебания к-рых под действием электр. поля падающей эл.-магн. волны модулируются осцилляциями полного заряда химически адсорбированных молекул, возникающими при внутримолекулярных колебаниях.

Лит.: Гигантское комбинационное рассеяние, пер. с англ., М., 1984; Ottó A., Surface-enhanced Raman scattering: «classical and chemical» origins, в кн.: Light scattering in solids, ed. by M. Cardona, G. Güntherodt, В.— (а. о.), 1984.

А. Г. Мальшюков

ГИГРОСКОПИЧНОСТЬ (от греч. hygros — влажный и skopos — наблюдаю) — свойство материалов поглощать (сорбировать) влагу из воздуха. Г. обладает смачиваемые водой (гидрофильные; см. *Гидрофильность и гидрофобность*) материалы капиллярно-пористой структуры (напр., древесина), в тонких капиллярах к-рых происходит конденсация влаги (см. *Капиллярная конденсация*), а также хорошо растворимые в воде вещества (поваренная соль, сахар, концентрир. серная к-та), особенно хим. соединения, образующие с водой кристаллогидраты. Кол-во поглощённого веществом влаги (гигроскопичность) возрастает с увеличением влагосодержания воздуха и достигает максимума при относит. влажности 100%.

ГИДРАВЛИКА (греч. *hydraulikós* — водной, от *hýdōr* — вода и *aulós* — трубка — прикладная наука о законах движения и равновесия жидкостей и способах приложения этих законов к решению задач инженерной практики. Являясь разделом *гидромеханики*, Г. устанавливает приближённые зависимости, ограничиваясь во мн. случаях рассмотрением одномерного движения и широко использует при этом эксперимент, как в лабораторных, так и в натуральных условиях. В Г. изучают движение канальных жидкостей, считая их обычно несжимаемыми. Однако выводы Г. применимы и к газам в тех случаях, когда их плотность можно практически считать постоянной.

Г. обычно разделяют на две части: теоретич. основы, где излагаются важнейшие положения учения о равновесии и одномерном (среднем) движении жидкостей, и практич. Г., где эти положения и установленные эмпирич. путём закономерности применяются для решения конкретных инженерных задач. Осн. разделы практич. Г.: течение по трубам (Г. трубопроводов), течение в каналах и реках (Г. открытых русел), истечение жидкостей из отверстий и через водосливы, движение в пористых средах (*фильтрация*). Во всех разделах Г. рассматривается как установившееся (стационарное), так и неустановившееся (нестационарное) движение жидкостей. При этом основными исходными уравнениями являются *Бернулли уравнение*, *неразрывности уравнение* и эмпирич. ф-лы для определения потерь напора.

В Г. трубопроводов рассматриваются способы определения размеров труб, необходимых для обеспечения заданного расхода жидкости при заданных условиях и для решения ряда вопросов, возникающих при проектировании и строительстве трубопроводов разл. назначения (водопроводы, напорные трубопроводы, электростанций, нефтепроводы, газопроводы и пр.); исследуются вопросы распределения скоростей в трубах, что имеет большое значение для расчётов теплопередачи, устройств пневматики и гидравлич. транспорта, при измерении расходов и т. д. Теория неустановившегося движения в трубах используется при исследовании гидравлич. удара.

В Г. открытых русел рассматриваются способы определения глубины воды в каналах при заданном расходе и уклоне дна при проектировании судоходных, оросительных, гидроэнергетич. и др. каналов, при выполнении работ на реках и др. При этом исследуются вопросы о распределении скоростей по сечению потока, расчёта движения наносов и пр.

В разделах Г., посвящённых истечению жидкостей из отверстий и через водосливы, приводятся расчётные зависимости для определения необходимых размеров отверстий в разл. резервуарах, шлазах, плотинах, водопроводных трубах и т. д., а также для определения скоростей истечения жидкостей и времени опорожнения резервуаров. Гидравлич. теория фильтрации даёт методы расчёта дебита и скорости течения жидкостей в разл. условиях безнапорного и напорного потоков (фильтрация воды через плотины, фильтрация нефти, газа и воды в пластовых условиях, фильтрация из каналов, приток к грунтовым колодцам и пр.). В Г. исследуются также движение наносов в открытых потоках и плуны в трубах, методы измерений в натуральных и лабораторных условиях, моделирование гидравлич. явлений и др. вопросы.

Практич. значение Г. возросло в связи с необходимостью транспортировки разл. жидкостей и газов. Всё чаще для этих целей вместо эмпирич. ф-л применяют методы *гидроаэромеханики* и устанавливаемые ею закономерности.

Лит.: Чураев Р. Р., Гидравлика. (Техническая механика жидкости), 4 изд., Л., 1982; Альтшульц А. Д., Киселев П. Г., Гидравлика и аэродинамика, 2 изд., М., 1975; Емцев Б. Т., Техническая гидроаэромеханика, М., 1978; *Литература*.

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ ПРЫЖОК — часть потока в русле со свободной поверхностью, в пределах к-рой проис-

ходит резкий подъём уровня воды при переходе от бурного или стремит. течения к спокойному. При этом скорость v_1 стремит. течения больше волновой скорости (т. е. большие скорости распространения волн на поверхности данной жидкости $v = \sqrt{gh_1}$), а глубина h_1 меньше критич. глубины $h_{кр}$; при переходе к спокойному течению его скорость v_2 становится меньше волновой скорости, а глубина $h_2 > h_{кр}$ (рис.). Участок Г. н., движение в к-ром носит сложный вихреватый характер, наз. валдом. В начале Г. п. идёт захват осп. потоком масс жидкости из вальды, а в конце Г. н. жидкость осп. потока поступает в валд. Т. о., между валдом и осп. потоком происходит обмен кол-вом движения, что ведёт к торможению осп. течения и значит. потерям энергии.

Глубины h_1 и h_2 до и после Г. п. наз. взаимными или сопряжёнными глубинами, а их разность ($h_2 - h_1$) определяет высоту Г. п. Длина L участка, на к-ром происходит резкое изменение глубин потока, наз. длиной Г. п. Обычно Г. п. возникает при протекании воды через возвышение на дне русла, при вытекании из-под щита или перекатыни через водослив.

Осн. задача при расчёте Г. п. — определение взаимных глубин, длины Г. п. и сопровождающих Г. п. потерь энергии. Взаимные глубины определяют соотношением

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} (\sqrt{1 + 8v_1^2/g h_1} - 1) = f(Fr),$$

где $Fr = v_1^2/g h_1 = \Phi$ *Фруда число*, g — ускорение силы тяжести. Длина Г. п. определяется по эмпирич. ф-лам, напр. для прямоугольных русел по ф-ле Н. Н. Павловского: $L = 2,5 (1,9 h_2 - h_1)$. Потери энергии в Г. п. в этом случае $\Delta E = (h_2 - h_1)^3/4h_1 h_2$. При больших числах Фруда ($Fr > 2,5$) эти потери составляют св. 50%, т. е. Г. п. — хороший гаситель энергии. Поэтому Г. п. используют в гидротехнике, напр. для защиты от размыва дамб, бьефов плотин. Так, если истечение воды через гидротехн. сооружение происходит с образованием отпавного Г. п., т. е. отодвинутого на нек-рое расстояние от сооружения, то во избежание размывов дна ниже сооружения устраивают водобойные колодцы, стенки, чтобы приблизить Г. п. к сооружению (т. е. превратить его в затопленный).

Лит.: Чураев Р. Р., Гидравлика. (Техническая механика жидкости), 4 изд., Л., 1982, гл. 8. А. Д. Альтшульц. **ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАДИУС** — отношение площади S поперечного сечения потока к смоченному периметру χ , т. е. периметру части русла, находящейся под уровнем жидкости: $R = S/\chi$. Г. р. служит обобщённой характеристикой размера сечения трубы некруглой формы или открытого русла. Для круглой трубы диаметром d Г. р. $R = d/4$, для прямоугольного открытого канала большой ширины он равен глубине воды, т. е. $R = h$; для трапециевидных каналов величина Г. р. изменяется от $R = h/2$ в глубоких и узких каналах до $R \approx h$ в широких и мелких; для течения между параллельными стенками с расстоянием b между ними $R = b/2$.

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР — резкое повышение давления в трубопроводе с движущейся жидкостью, возникающее при быстром прекращении запорных устройств, к-рое распространяется по трубопроводу в виде упругой волны со скоростью a . Г. у. может вызвать разрыв стенок труб и повреждение арматуры трубопровода. Осн. теории Г. у. дал Н. Е. Жуковский (1898).

Если жидкость плотности ρ течёт со скоростью v в трубопроводе с площадью сечения S , а задвижка в конце трубопровода закрывается за время Δt , то возникает увеличение давления Δp . В слое жидкости длиной Δl , прилегающем к задвижке, терется кол-во движения $\rho S \Delta l v$, равное импульсу внеш. сил $\Delta p S \Delta t$; отсюда

$$\Delta p = \rho v a, \quad (1)$$

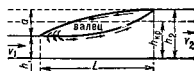


Схема гидравлического прыжка.

где $a = \Delta l / \Delta t$ — скорость распространения волны Г. у. (скорость упругих колебаний в стенках трубопровода и в массе жидкости). Согласно теории Жуковского:

$$a = \frac{1}{\sqrt{\rho \left(\frac{d}{\delta E_{ст}} + \frac{1}{E_{ж}} \right)}}, \quad (2)$$

где d — внутр. диам. трубы, δ — толщина стенок трубы, $E_{ст}$ и $E_{ж}$ — модули упругости материала стенок трубы и жидкости. Для стальных и чугунных труб $a \approx 1000$ —1350 м/с.

Образуется при Г. у. повышение давления распространяется против течения жидкости и через время L/a (L — длина трубопровода) достигает резервуара. Здесь давление падает, и это падение давления передаётся обратно к запорному устройству с той же скоростью в виде отражённой волны (волна понижения). Циклы повышений и понижений давления чередуются через промежутки времени $2L/a$, пока этот колеблется процесс не затухает из-за затрат энергии на трение и деформацию стенок.

Ф-ла (2) действительна лишь для случая, когда $T_3 < < 2L/a$, где T_3 — время закрытия запорного устройства. При $T_3 > 2L/a$ отражённая волна придёт к запорному устройству раньше, чем задвижка закроется, и повышение давления в трубопроводе уменьшится. В этом случае $\Delta p = 2\rho L v / T_3$. Для снижения величины Г. у. увеличивают T_3 и уменьшают длину L трубы, присоединяя водные колонны, пневмат. резервуары (воздушные колпаки), устанавливая предохранит. клапаны. На Г. у. основана работа гидравлич. тарана для подачи воды на большую высоту (до ~ 40 м).

Лит.: Жуковский А. Н., Е. О гидравлическом ударе в водопроводных трубах, М.—Л., 1949, с. 5; Чугаев Р. Р., Гидравлика. (Техническая механика жидкости), 4 изд., Л., 1982, гл. 9; Альтшуль А. Д., Киселев П. Г., Гидравлика и аэродинамика, 2 изд., М., 1975, гл. 15.

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УКЛОН (гидравлический градиент) — потеря уд. энергии (напора) жидкости на единицу длины потока:

$$I = \frac{dh}{ds} = - \frac{d}{ds} \left(\frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\rho} + z \right),$$

где dh — потеря напора на длине ds , выражение в скобках (трёхчлен Бернулли, см. *Бернулли уравнение*) — уд. энергия потока. В частном случае движения в трубах с пост. диаметром (равномерное движение), когда кинетич. энергия по длине потока не изменяется, Г. у. совпадает с *пьезометрическим уклоном*, а при равномерном движении в каналах — с *уклоном дна канала*.

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — то же, что *гидродинамическое сопротивление*.

ГИДРОАКУСТИКА — раздел акустики, в к-ром изучаются характеристики звуковых полей в реальной водной среде для целей подводной локации, связи и др. Большое значение Г. связано с тем, что звуковые волны в океанах и морях являются единств. видом излучения, способным распространяться на значит. расстояния; часто Г. наз. акустикой океана.

На распространение звука в океане влияют разл. факторы как регулярного, так и случайного характера, к-рые зависят от свойств среды и характеристик поверхности и дна. Наиб. важная акустич. характеристика океанич. среды — скорость звука, вертикальная и горизонтальная изменчивости к-рой в осн. определяют характер распространения звука в данном районе. Макс. относит. градиенты скорости звука по вертикали на три порядка превышают макс. относит. горизонтальные градиенты. Скорость звука в океане меняется в пределах 1450—1540 м/с; её значение зависит в осн. от темп-ры, солёности, давления (глубины): повышение темп-ры воды на 1°C увеличивает скорость звука на 2—4 м/с, повышение солёности на 1‰ — примерно на 1 м/с, повышение давления на 1 атм — примерно на 0,2 м/с. Вертик. изменение темп-ры до глубин в неск.

сотен м обычно достигает 10—20°C; солёность в океане близка к 35‰, меняется слабо и, как правило, лишь в приповерхностном слое. Поэтому вертик. профиль скорости звука в верх. слоях океана в осн. повторяет вертик. профиль темп-ры. На больших глубинах темп-ра и солёность мало меняются и вертик. профиль скорости звука определяется увеличением гидростатич. давления. В приповерхностном слое толщиной в неск. десятков м, перемешанном волнением, темп-ра и солёность одинаковы по глубине, скорость звука растёт с глубиной из-за увеличения гидростатич. давления. Неоднородность скорости звука по глубине приводит к вертик. рефракции звука. При расположении в океане источника звука на глубине, где скорость звука минимальна, звуковая энергия концентрируется вблизи этого горизонта, образуя природный *волновод акустический*, т. е. подводный звуковой канал, ось к-рого совпадает с минимумом скорости звука. Часть звуковых лучей, не взаимодействующих с дном и поверхностью, распространяется при этом на значит.

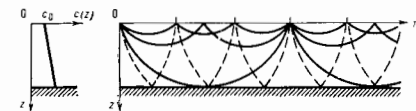


Рис. 1. Слева — вертикальный профиль скорости звука $c(z)$, справа — лучевая картина, соответствующая данному профилю скорости. Источник звука расположен у поверхности, z_0 — расстояние по горизонтали.

расстояния (до тысяч км), особенно на низких частотах, где поглощение звука в воде мало (т. е. сверхдальнее распространение звука). Аналогичная концентрация энергии происходит и в приповерхностном звуковом канале (рис. 1), ось к-рого совпадает с поверхностью океана, однако, в отличие от подводного канала, здесь имеет место многократное отражение волн от поверхности. Если источник звука расположен выше оси подводного звукового канала, картина звукового поля усложняется (рис. 2): вблизи источника располагается ближняя освещённая зона,

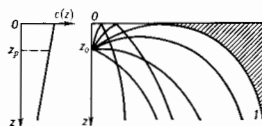


Рис. 2. Слева — вертикальный профиль скорости звука, справа — лучевая картина, соответствующая данному профилю; I — граничный луч, за которым находится зона акустической тени (заштрихована).

за ней — т. е. *нервая зона тени*, звуковое поле в к-рой обусловлено только отражением от дна и дифракцией; за зоной тени находится первая освещённая зона (первая зона конвергенции), где происходит фокусировка звуковой энергии. Далее чередование зон тени и конвергенции повторяется. Такая зональная структура характерна для случая, когда скорость звука у дна больше или равна скорости звука у поверхности. В противном случае дно как бы «отрезает» часть звуковой энергии. Обычно в океане на горизонте расположения источника ближняя освещённая зона простирается на неск. км, а первая зона конвергенции начинается с 50—60 км. В мелком море структура звукового поля ещё более усложняется из-за увеличения влияния отражений от поверхности и дна.

На распространение звука в океане существ. влияние оказывает *положение звука*. Для солёной морской воды

характерно добавочное релаксационное поглощение, связанное с диссоциацией растворенных веществ: на частотах ниже 1 кГц оно определяется боратами (время релаксации 10^{-3} с), на частотах от неск. кГц до неск. сотен кГц в осн. обусловлено сульфатом магния (время релаксации 10^{-6} с). На килогерцевых частотах коэф. поглощения звука α для морской воды приближенно выражается соотношением $\alpha = 0,036 f^{1/2}$ дБ/км, где f — частота (в кГц). Коэф. поглощения зависит также от темп-ры воды, её солености и гидростатич. давления.

На формирование акустич. полей в океане заметное влияние оказывают случайные неоднородности скорости звука и шероховатости границы океана. От возмущенной поверхности океана часть звуковой энергии отражается в зеркальном направлении, при этом в сигнале появляется нерегулярная компонента, обусловленная перемежающимися неровностями поверхности, а частотный спектр его расширяется. В направлениях, отличных от зеркального, распространяются рассеянные компоненты сигнала. Коэф. рассеяния звука поверхностью океана (или дном) $m = W/S$, где W — мощность звука, рассеянного участком поверхности площадью S в единицу телесного угла, I — интенсивность падающей звуковой волны. Величина $M = 10 \lg m$ наз. силой рассеяния. Сила рассеяния звука поверхностью океана в обратном направлении зависит от угла падения волны, её частоты, скорости ветра и составляет от -10 до -60 дБ.

Отражение и рассеяние звуковых волн от дна происходит как на границе раздела вода — грунт, так и в самой толще дна и зависит от строения дна в частоте падающей волны; затухание звука в грунте очень велико и обычно линейно растёт с частотой. Модуль коэф. отражения звука лежит в пределах от 0,05 до 0,5 при нормальном падении, а при скользких углах может быть близок к 1. Сила обратного рассеяния звука от дна имеет различные угловые и частотные зависимости в разных геоморфологич. районах.

Объёмное рассеяние в океане обусловлено в осн. мелкими рыбами длиной 3—10 см, имеющими газовые пузыри, к-рые образуют т. н. звукорассеивающие слои практически по всей акватории Мирового океана, исключая его полярные области. Они локализованы на глубинах 300—800 м днём, поднимаются в верхний 200-метровый слой ночью. Коэф. объёмного рассеяния звука $m_V = W/V$, где W — мощность, рассеянная в единицу телесного угла объёмом V . Для звукорассеивающих слоев значения m_V в обратном направлении составляют 10^{-8} — 10^{-9} м⁻¹ на частотах 2—50 кГц. Рассеяние в обратном направлении обуславливает одну из осн. помех гидролокации — реверберацию.

Кроме акустич. волн, излучаемых под водой для целей гидролокации, св. и т. д., в океанах и морях имеются собств. шумы. По своей природе они подразделяются: на динамич. шумы, связанные с тепловым движением молекул, поверхностным волнением, турбулентными вихорками воды, синоптич. вихрями, шумом прибоев, кавитаци. шумом прибоев, ударами капель дождя и т. п.; биологич. шумы, производимые животными; техн. шумы, вызванные деятельностью человека (шумы судоходства, шумов самолётов, шумов бурения дна и т. п.); сейсмич. шумы, обусловленные тектонич. процессами; шумов ледового происхождения. Как правило, шумовой фон в океане образуется мн. источниками, действующими одновременно, но осн. вклад обычно вносят шумы, связанные с поверхностным волнением, частотный спектр к-рых смещается с повышением частоты примерно на 5—10 дБ на октаву.

Акустич. методы широко используются для исследования океана. С помощью эхолота определяется глубина слоёв дна, с помощью профилографов — прибор, аналогичных эхолотам, но работающих на существенно более низких частотах, — структура осадочных слоёв дна. Форму поверхности дна изучают гидролокаторами бокового обзора. По рассеянию звука от

биол. объектов определяют биопродуктивность данного района. С помощью сигналов, рассеянных организмами, лежащими на слое скачка темп-ры, исследуют внутр. волны. Течения прослеживаются с помощью плавков нейтральной плавучести, оборудованных акустич. излучателями. Стационарные акустич. излучающие системы, установленные на дне, позволяют осуществлять акустич. навигацию. С помощью акустич. долнеровских лагов определяют скорость судна не относительно воды, а относительно Земли, используя рассеяние звука от дна. Г. широко применяется в воен. деле (см. *Гидролокация, Гидроакустоп.*).

Лит.: Б р е х о в с к и й Л. М., Волны в сплошной среде, 2 изд., М., 1973; Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974; Акустика морских осадков, под ред. Л. Хамптона, пер. с англ., М., 1977; У р я н Р. Д., Основы гидроакустики, пер. с англ., Л., 1978; К л е в Р. М. е д и в Г. Г., Акустическая океанография, пер. с англ., М., 1980; Ю. И. Зильберштейн.

ГИДРОАКУСТИЧЕСКАЯ АНТЕННА — устройство, обеспечивающее пространственно-избирательное излучение или приём звука в водной среде. Обычно Г. а. состоит из *электроакустич. преобразователей* (элементов антенны), акустич. экранов, несущей конструкции акустич. развязок, амортизаторов и линии электрокоммутаций. По способу образования пространственной избирательности Г. а. можно разделить на интерференционные, фокусирующие, рупорные и параметрические.

Пространственная избирательность интерференц. Г. а. обусловлена интерференцией акустич. колебаний, создаваемых в нек-рой точке пространства разл. участками колеблющейся поверхности антенны (режим излучения) или интерференцией электрич. напряжений на выходах отл. преобразователей антенны при падении на неё звуковых волн (режим приёма). Интерференц. Г. а. подразделяются на непрерывные, нормальная составляющая колеб. скорости активной поверхности к-рых меняется непрерывно от точки к точке (напр., антенны, излучающие через обдуву металлич. накладку), и дискретные, на активной поверхности к-рых могут наблюдаться разрывы ф-ции, описывающей распределение нормальной составляющей колебат. скорости. Дискретные антенны часто наз. антеннами решётками.

Пространственная избирательность фокусирующих Г. а. (см. *Фокусировка звука*) образуется с помощью отражающих или преломляющих границ или сред, пропускающих фокусировку звуковой энергии, сопряжающуюся преобразованием фронта волны (напр., из сферической в плоской).

В рупорных антеннах также используются отражающие поверхности, однако преобразование фронта волны не происходит, и роль отражающих границ сводится к ограничению части пространства, в к-рую осуществляется излучение звука.

Активные поверхности параметрич. антенн совершают колебания на двух близких частотах; пространственная избирательность образуется в результате интерференции волн различной частоты, возникающей при линейном взаимодействии первичных излучённых волн (т. н. волн накачки).

Осн. параметры, определяющие пространственную избирательность Г. а., — характеристика направленности и коэф. концентрации (см. *Направленность акустических излучателей и приёмников*). Способность Г. а. преобразовать энергию (обычно из электрической в акустическую при излучении и акустической в электрическую при приёме) характеризуется чувствительностью, излучаемой мощностью и уд. излучаемой мощностью.

Антенны не только обеспечивают формирование пространственной избирательности, но и позволяют управлять ею. В случае набр. распространённого типа Г. а. — решётки — такое управление осуществляется введением амплитудно-фазового распределения, т. е. созданием заданного распределения амплитуд и фаз

колеб. скоростей активных поверхностей преобразователей в режиме излучения. В режиме приёма введение амплитудно-фазового распределения обеспечивает подбором комплексных коэф. передачи устройств, включённых в каждый канал антенны между приёмником и сумматором. Введением фазового распределения можно обеспечить синфазное сложение звуковых давлений, развиваемых отд. преобразователями Г. а. в любом заданном направлении пространства, и тем самым управлять направлением макс. излучения (а в режиме приёма — направлением макс. чувствительности). Антенны, в каналы к-рых введено указанное фазовое распределение, наз. компенсированными.

Управление положением гл. максимума характеристики направленности в пространстве можно осуществлять не только посредством изменения фазового распределения, но и путём механич. поворота Г. а. или путём изменения положения компенсированного рабочего участка криволинейной поверхности (напр., кругового, цилиндрич. Г. а.). Амплитудное распределение позволяет менять форму характеристики направленности, получая желаемые соотношения между разл. элементами характеристики направленности, в частности между шириной её осн. максимума и уровнем боковых.

Часть термин «антенна» используется в более широком смысле, охватывающем как саму антенну, так и способ обработки сигналов от её отд. элементов. В таком понимании Г. а. подразделяют на аддитивные, мультипликативные, самофокусирующиеся, адаптирующиеся и т. д. Аддитивными наз. антенны, сигналы от элементов к-рых подвергаются линейным операциям (усиление, фильтрация, временному или фазовому сдвигу) и затем складываются на сумматоре. В мультипликативных Г. а. сигналы в каналах отд. приёмников подвергаются не только линейным, но и нелинейным операциям (умножению, возведению в степень и пр.), что при малых помехах увеличивает точность определения положения источника. Самофокусирующимися наз. антенны, приёмный тракт к-рых производит автоматич. введение распределений, обеспечивающих синфазное сложение сигналов на сумматоре антенны при расположении источника звука в произвольной точке пространства. Приёмный или излучающий тракт адаптирующихся антенн производит автоматич. введение амплитудно-фазовых распределений, обеспечивающих максимизацию нек-рого, наперед заданного параметра (помехоустойчивости, разделяющей способности, точности селегования и др.).

Лит.: Орлов Л. В., Шабров А. А. Расчет и проектирование антенн гидроакустических рыболовных станций, М., 1974; Урвин Р. Д. Основы гидроакустики, пер. с англ., Г. П. 1978; Дювалль В. К., Бурдэко О. В., Тимощенко В. И., Неизменяя гидроакустика, Л., 1981; Смаришев М. Д., Дубровольский Ю. Ю., Гидроакустические антенны, Л., 1984.

Д. М. Смаринский

ГИДРОАЭРОМЕХАНИКА (механика жидкости и газа) — раздел механики, посвящённый изучению равновесия и движения жидких и газообразных сред и их взаимодействия между собой и с твёрдыми телами.

Введение. Г. — часть более общей отрасли механики — механики сплошной среды. Идеализир. модель сплошной среды (гипотеза сплошности) позволяет применять в Г. матем. методы, основанные на использовании непрерывных ф-ций, в частности детально разработанную теорию дифференциальных и интегральных ур-ний. При нек-рых условиях (напр., в случае сильно разреженных газов и плазмы, при свободном молекулярном течении) приходится отказываться от гипотезы сплошности и рассматривать ср. характеристики движения большого числа частиц, пользуясь методами кинетической теории газов.

Часть Г., в к-рой изучаемым телом являются несжимаемые (капельные) жидкости, наз. гидромеханикой, а её др. часть, изучающая сжимаемые среды (газы, в т. ч. воздух), составляет предмет аэродинамики и га-

зовой динамики. Движение эл.-проводной и магн. жидкости, а также достаточно плотной плазмы в присутствии электрич. и магн. полей изучается в магнитной гидродинамике и в соответствующих разделах газовой динамики.

Законы движения и равновесия жидкостей (гидромеханика) представляют собой частный вид общих закономерностей, установленных для сжимаемых сред и реализующихся в случае, когда свойством сжимаемости можно пренебречь, т. е. считать плотность среды ρ во всех точках пространства постоянной и не зависящей от времени t . Исторически раньше до времени была изучена именно механика несжимаемой жидкости.

Краткий исторический очерк. Ещё в далёком прошлом были созданы такие относительно сложные аэро- и гидромеханич. устройства, как парус, весло, руль, насос. Стимулом к развитию механики, и в частности Г., послужило развитие мореплавания и воен. дела. В 4 в. до н. э. Аристотель пытался объяснить движение тел в воздухе и воде. Он считал, что воздух, смыкаясь за летящим телом, толкает его вперёд и, следовательно, не создаёт сопротивления, а сам обладает двигат. силой. Частично эта идея нашла впоследствии выражение в Д'Аламбера — Эйлера парадоксе. Архимед (3 в. до н. э.) открыл осн. закон гидростатики и создал теорию равновесия жидкостей и устойчивости плавующих тел. Много механизмов, использующих жидкости и газы, изобрёл Герон Александрийский (1 в. н. э.); уругость воздуха и пара он считал результатом соударения их мельчайших частиц.

Леонардо да Винчи, изучая полёт птиц, открыл существование сопротивлений среды и подъёмной силы. Б. Паскаль установил, что давление в данной точке жидкости действует с одинаковой силой во всех направлениях (см. Паскаля закон). Первое теоретич. определение законов сопротивления и попытка понять природу сопротивления принадлежит И. Ньютону (1. Newton). Он же первым обнаружил сопротивление, связанное с трением жидкости о поверхность тела (сопротивление трения) — см. Ньютона закон трения.

Создатели теоретич. гидромеханики Л. Эйлер (L. Euler) и Д. Бернулли (D. Bernoulli) применили открытые Ньютоном законы механики к исследованию течений жидкостей и газов. Из закона сохранения массы Эйлер получил *неразрывности уравнение*, а из 2-го закона Ньютона — ур-ния движения идеальной (не обладающей вязкостью) жидкости (см. *Эйлера уравнение гидромеханики*). Бернулли вывел теорему, выражаемую *Бернулли уравнением* и представляющую собой частный вид ур-ния сохранения энергии.

В трудах Ж. Л. Лагранжа (J. L. Lagrange), О. Л. Коши (A. L. Cauchy), Г. П. Кирхгофа (G. R. Kirchhoff), Г. Гельмгольца (H. Helmholtz), Дж. Стокса (G. Stokes), Н. Е. Жуковского, С. А. Чаплыгина и др. учёных аналитич. методы исследования безвихревых и вихревых течений идеальной жидкости (см. *Вихревое движение*) были разработаны и применены к широкому множеству задач, относящихся к движению жидкости в каналах, к истечению струй и движению твёрдых тел в жидкостях и газах.

В отличие от Эйлера, к-рый характеризовал движение жидкости, рассматривая изменение скоростей, давлений и др. параметров в фиксир. точках пространства, занятого жидкостью, т. е. определял поля этих параметров, Лагранж предложил изучать движение жидкости и определял их координаты в зависимости от времени (см. *Лагранжа уравнения в гидромеханике*). Практич. значение приборы разработанные в 19 в. теория волновых движений жидкости и теория звуковых волн (см. *Акустика*).

Осп. достижением Г. в 19 в. был переход к исследованию движения жидкостей, обладающих вязкостью и теплопроводностью. Этот переход был вызван развитием *сирравки*, гидротехники и машиностроения (сма-

ка трущихся частей машин). Стокс, рассматривая деформацию элементарного объема жидкости при его перемещении, предположил, что возникающие в жидкости вязкие напряжения линейно зависят от скорости деформации жидкой частицы. Этот закон позволил дополнить уравнения движения Эйлера членами, учитывающими силы, возникающие от действия вязкости среды. До Стокса уравнения движения вязкой жидкости из др. соображений получил Л. Навье (L. Navier), поэтому они наз. *Навье — Стокса уравнениями*.

При исследованиях течения вязкой жидкости решающую роль играют эксперим. методы. Систематич. исследования течения вязкой жидкости в трубах проводил К. Хагеном (H. Hagen), Ж. Пуазейлем (J. Poiseuille) и О. Рейнольдсом (O. Reynolds). В этих опытах были открыты два режима течения вязкой жидкости — ламинарный и турбулентный. Примером матем. описания *ламинарного течения* в трубах служит *Пуазейля закон*. Изучение движения вязкой жидкости по трубкам очень малого диаметра (капиллярным) было использовано в теории *фильтрации* жидкости через разл. группы. С ростом скорости течения с или диаметра трубы d характер течения меняется — возникает *турбулентное течение*, при к-ром на общее поступат. движение накладываются изменяющиеся во времени хаотич. движения частиц жидкости, наз. пульсациями.

В 19 в. начало развиваться другое важное направление Г. — исследование течений сжимаемой сплошной среды, т. е. *газовая динамика*. Все понятия и законы термодинамики, полученные вначале для покоящихся газов, были перенесены в газовую динамику — на случай движущегося газа. Б. Рیمان (B. Riemann) показал, что в газе при больших скоростях движения, превышающих скорость распространения звука, может нарушаться непрерывное изменение параметров — скорости v , давления p , плотности ρ , абс. темп-ры T , характеризующих движущуюся среду, образуется *ударная волна*. У. Ранкин (W. Rankine, 1870) и П. А. Гоголю (P. H. Gogolyot, 1887), применив уравн. неразрывности, движения и энергии к потоку газа, протекающему через ударную волну, связали параметры газа до и после ударной волны (см. *Гоголю уравнения*).

Уравнения гидроаэромеханики, методы решения задач. Система уравн. Г., описывающая состояние движения (в частном случае — равновесия) вязкой сжимаемой сплошной среды, включает: уравн. неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v) = 0, \quad (1)$$

уравн. Навье — Стокса

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho F - \operatorname{grad} p + (\zeta + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} v + \mu \Delta v, \quad (2)$$

уравн. энергии

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} - \frac{dp}{dt} = q + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \left\{ \zeta (\operatorname{div} v)^2 + 2\mu \left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \mu \left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right)^2 \right] \right\}, \quad (3)$$

уравн. состояния

$$p = f_1(\rho, T), \quad S = f_2(\rho, T), \quad (4)$$

где F — вектор объёмной силы, μ , ζ — коэф. динамич. и объёмной вязкости, c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, q — кол-во теплоты, подводимое к единице объёма в единицу времени от немехан. причин (напр., вследствие излучения извне), λ — коэф. теплопроводности, S — энтропия. Уравн. (2) и (3) приводятся для случая, когда μ , λ и $\zeta = \text{const}$.

Система уравн. (1)–(4) вместе с соответствующими начальными и граничными условиями позволяет ре-

шать, в рамках принятой модели сплошной среды все осн. задачи Г. Однако аналитич. решения этих уравн. получены только при нек-рых существ. упрощениях. Первый способ упрощения состоит в уменьшении числа независимых переменных. В случае установившихся движений из числа независимых переменных исключается время t . При установившихся плоскопараллельных и осесимметричном движениях жидкости или газа число независимых переменных сокращается до двух. Мн. аналитич. решения получены в задачах о *потенциальном течении* идеальной несжимаемой жидкости. К уравн. с двумя независимыми переменными сводятся также задачи об одномерных неустановившихся движениях, а задачи об одномерных *автоколебательных течениях* и об одномерном установившемся движении жидкости или газа сводятся к решению обыкновенных дифференц. уравн. Эффективными приближенными способами решения задач Г. оказались линеаризация уравн. (1)–(4) и соответствующих граничных условий (метод малых возмущений) и использование асимптотич. методов. Второй путь упрощения исходной системы уравн. состоит в рассмотрении случаев, когда несущественны к-л. физ. свойства среды, напр. вязкость и теплопроводность ($\lambda = \mu = \zeta = 0$), сжимаемость ($\rho = \text{const}$) и пр. В этих случаях соответствующие члены уравн. (1)–(4) исключаются или упрощаются. Существенно упростить решение уравн., описывающих течение вязкой теплопроводной жидкости или газа, удалось Л. Прандлю (L. Prandtl), выдвинувшему (1904) гипотезу о *пограничном слое*.

Развитие вычислит. математики и разработка эффективных численных методов решения систем дифференц. уравн. в частных производных с использованием ЭВМ позволили в ряде случаев решить полную систему (1)–(4). Теоретич. решение большинства конкретных задач Г. осуществляется гл. обр. с применением численных методов.

Сущность результатов, полученных в решении задач Г. эксперим. методами на основе моделирования и *любых теорий* (см. также *Аэродинамический эксперимент, Аэродинамическая труба*). Но совр. техника имеет дело с такими течениями жидкости и газа, к-рые часто невозможно полностью исследовать на моделях. С ростом скоростей полёта, достигающих при полёте космич. кораблей десятков км/с, создание аэродинамич. труб, в к-рых воспроизводились бы осн. физ. явления, имеющие место в действительности, стало сложнейшей техн. проблемой в связи с необходимостью получать очень высокие давления и темп-ры. При этом невозможно удовлетворить всем условиям моделирования. Поэтому единств. путём решения подобных сложных задач Г. стало неразрывное сочетание эксперим. и теоретич. методов. В эксперименте производится частичное моделирование, т. е. исследуются отд. физ. явления в движущейся среде, определяющие физ. модель течения, и находятся необходимые эксперим. зависимости между характерными физ. параметрами. Теоретич. методы, основанные на точных или приближённых уравн., описывающих течение, позволяют использовать данные эксперимента, объединить все физ. явления, присутствующие в движущемся газе или жидкости, и найти для данной конкретной задачи параметры течения с учётом всех этих явлений.

Особенные физические явления, изучаемые гидроаэромеханикой. Исторически сложившееся разделение Г. на отд. области связано с ограничением диапазона изменения параметров движущейся среды: темп-ры, плотности, давления, хим. состава, скорости течения, вязкости, теплопроводности, электропроводности и др. В совр. Г. рассматриваются, но существу, неограниченные изменения этих параметров. В связи с созданием ракетных двигателей, работающих на разл. хим. топливах, жидких и твёрдых, полётами к др. планетам со сложным составом атмосферы, развитием трубопроводного транспорта, проникновением Г. в хим. техноло-

тию и металлургии возникла потребность в изучении движения сложных по хим. составу сред с одновременным существованием неск. фазовых состояний (газ — жидкость, газ — твердые частицы, жидкость — твердые частицы) и с учетом дробления и коагуляции частиц. Г. изучает движения как со скоростями порядка см/с и м/с (скорости морских и воздушных течений в океане и атмосфере), так и с космич. скоростями в десятках и сотнях км/с (скорости полёта спутников и космич. станций, скорости истечения из сопел ракетных и ал.-ракетных двигателей). Темп-ра среды изменяется от долей К в космосе до неск. тысяч К в камерах ракетных двигателей, вблизи тел, входящих в атмосферу Земли и др. планет и до миллионов градусов внутри Солнца и звезд (астрофизика). В очень широких пределах изменяется и давление движущихся сред: от 10^{-2} — 10^{-4} Па при истечении в вакуум (в космосе или в спец. испытат. барокамерах) до 10^9 — 10^{10} Па в нек-рых испытат. установках, на больших глубинах в океане и пр. Необходимость изучения турбулентных и др. пульсационных течений, детонации, сильных взрывов, включая ядерные, а также создание эксперим. установок с высокими параметрами, по очень коротким (10^{-2} — 10^{-6} с) временам работы повлекли за собой интенсивное исследование нестационарных процессов.

Изменение в широких пределах параметров сложной по составу изучаемой среды приводит к возникновению в ней физ.-хим. процессов, к-рые оказывают воздействие на законы ее движения. По мере роста темп-ры движущегося газа возбуждаются вращат. и колебат. степени свободы молекул, происходит диссоциация двух- и многоатомных молекул, компоненты смеси газов вступают в хим. реакцию между собой и с материей поверхности обтекаемых тел. Параллельно с этими процессами при более высоких темп-рах начинается ионизация газа, вследствие чего он становится ал.-проводником, происходит электронные переходы и связано с ними излучение света и теплоты газовой смеси.

Возникновение физ.-хим. процессов в жидкостях и газах и одновременно существование разл. фазовых состояний сильно усложняют описание и изучение движения сплошных сред. В ур-ниях (1)–(4) добавляются новые члены, учитывающие эти процессы, и в систему включаются новые ур-ния (ур-ния хим. кинетики, ур-ния переноса излучения и др.), что в большинстве случаев требует разработки новых методов решения. Для расчетов по этим ур-ниям необходимо знать скорости соответствующих физ. и хим. процессов и параметры, характеризующие взаимодействие нейтральных и заряж. частиц между собой и с обтекаемыми телами. К числу этих параметров относятся, в первую очередь, скорости разл. хим. реакций в сложных по составу смесях молекул и атомов, коэф. излучения и поглощения молекул разл. веществ в разл. областях спектра и в широком диапазоне изменения давлений и темп-р, эффективные сечения столкновения частиц и т. п.

Прикладные задачи гидроаэромеханики. Методами Г. решаются разл. техн. задачи во мн. отраслях науки и техники: в авиации, баллистике и ракетостроении, кораблестроении и энергомашиностроении, при создании хим. аппаратов и изучении биол. процессов (напр., кровотока), задачи теплопередачи и переноса примесей, загрязняющих окружающую среду, гидротехн. строительства, ветровой и гидроэнергетики, метеорологии и гляциологии, теории горения, взрыва, детонации, астрофизики и космологии и т. п. Но все задачи Г. сводятся по существу к решению неск. осн. задач:

1. Определение сил сопротивления, действующих на движущиеся в жидкости или газе тела и их элементы, что даёт возможность найти необходимую мощность двигателей, приводящих тело в движение, и траектории движения тел. Силы сопротивления зависят от формы тела, поэтому возникает задача определения наиболее выгодной формы тел. Все тела, движущиеся под

воздействием силы тяги двигателей, должны иметь миним. аэродинамич. или гидродинамич. сопротивление, поэтому самолёты, ракеты, подводные и надводные корабли имеют вытянутую удлиненную (т. е. обтекаемую) форму. При спуске на планеты, обладающие атмосферой, спускаемые тела должны иметь др. форму, обеспечивающую большое аэродинамическое сопротивление, способствующее быстрому торможению в атмосфере, поэтому они имеют малое удлинение и плохо обтекаемую форму.

2. Определение наиболее выгодной формы каналов разл. газовых и жидкостных машин и их элементов: реактивных двигателей самолётов и ракет, газовых, водяных и паровых турбин ал.-станций, центробежных и осевых компрессоров и насосов, сопел и диффузоров и др.

3. Определение параметров газа или жидкости вблизи поверхности твёрдых тел для учёта силового, теплового и физ.-хим. воздействия на них со стороны потока газа или жидкости (см. также *Аэродинамический нагрев, Теплозащита*).

4. Исследование движения воздуха в атмосфере и воды в морях и океанах с помощью ур-ний и методов Г. К этому же классу принимаются задачи о распространении ударных и взрывных волн и струй реакт. двигателей в воздухе и воде, о переносе примесей и выбросов в атмосферу и водоемы и т. п. Цель решения подобных задач состоит в получении полных распределений (полей) параметров — темп-ры, давления, концентрации, влажности и т. п. — в зависимости от времени. Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе И. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., М., 1954; Леонов И. С. и др., Механика жидкостей и газа, 5 изд., М., 1978; Кларк Д., Макчесни и М., Динамика реальных газов, пер. с англ., М., 1967; Седов Л. И., Механика сплошной среды, т. 1—2, 4 изд., М., 1983—84.

С. П. Вильямович

ГИДРОДИНАМИКА — раздел *гидромеханики*, в котором изучается движение несжимаемых жидкостей и их взаимодействие с твёрдыми телами или поверхностями раздела с др. жидкостью (газом). Осн. физ. свойствами жидкостей, лежащими в основе построения теоретич. моделей, являются непрерывность, или сплошность, лёгкая подвижность, или текучесть, и вязкость. Большие капиллярные жидкости оказывают значит. сопротивление сжатию и считается практически несжимаемыми.

Методы Г. позволяют рассчитывать скорость, давление и др. параметры жидкости в любой точке занятого жидкостью пространства в любой момент времени. Это даёт возможность определять силы давления и трения, действующие на движущееся в жидкости тело или на стенки канала (русла), являющиеся границами для потока жидкости. Методы Г. пригодны и для газов при скоростях, малых по сравнению со скоростью звука, когда газы ещё можно считать несжимаемыми.

В теории Г. для описания движения несжимаемой ($\rho = \text{const}$) жидкости пользуются *неразрывности уравнениями*

$$\operatorname{div} v = 0 \quad (1)$$

и *Навье — Стокса уравнениями*

$$\frac{dv}{dt} = F - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \Delta v, \quad (2)$$

где v — вектор скорости, F — вектор внешних массовых сил, действующих на весь объём жидкости, t — время, ρ — плотность, p — давление, ν — коэф. кинематич. вязкости. Ур-ние (2) приведено для случая постоянного коэф. вязкости. Искомые параметры v и p являются в общем случае ф-циями четырёх независимых переменных — координат x, y, z и времени t . Для решения этих ур-ний необходимо задать начальные и граничные условия. Нач. условиями служат задание в нач. момент времени (обычно при $t=0$) области,

завятой жидкостью, и состояния движения. Граничные условия зависят от вида границ. Если граница области — неподвижная твердая стенка, то частицы жидкости к ней «прилипают» вследствие вязкости и граничным условием является обращение в нуль всех составляющих скорости на стенке: $v=0$. В идеальной жидкости, не обладающей вязкостью, это условие заменяется условием «непротекания» (в нуль обращается только нормальная к стенке составляющая скорости: $v_n=0$). В случае подвижной стенки скорость перемещения любой точки поверхности и скорость частицы жидкости, прилегающей в этой точке, должны быть одинаковы (в идеальной жидкости должны быть одинаковы проекции этих скоростей на нормаль к поверхности). На свободной поверхности жидкости, граничащей с пустотой или с воздухом (газом), должно выполняться граничное условие $p(x, y, z, t) = \text{const} = p_0$, где p_0 — давление в окружающем пространстве. Поверхность, удовлетворяющая этому условию, в ряде задач Г. моделирует поверхность раздела жидкости с газом или паром.

Решения систем ур-ний (1) и (2) получены лишь при различных упрощающих предположениях. В отсутствие вязкости (модель идеальной жидкости, в к-рой $v=0$) опш сводится к *Эйлера уравнениям* Г. При описании течений жидкости с малой вязкостью (напр., воды) можно упростить ур-ния Г., пользуясь гипотезой о *пограничном слое*. К упрощению ур-ний Г. приводит также уменьшение числа независимых переменных до трех — x, y, z или x, y, t , двух — x, y или x, t и одной — z . Если движение жидкости не зависит от времени t , оно наз. *установившимся* или *стационарным* и $dv/dt=0$.

Наиб. развиты методы решения ур-ний идеальной жидкости. Если внешние массовые силы обладают потенциалом: $F = \text{grad}U$, то при стационарном течении ур-ние (2) после интегрирования даёт интеграл Бернулли (см. *Бернулли уравнение*) в виде

$$U + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = \Gamma, \quad (3)$$

где Γ — величина, сохраняющая пост. значение на данной линии тока. Если массовые силы — это силы тяжести, то $U = gz$ (g — ускорение свободного падения) и ур-ние (3) можно свести к виду

$$z + \frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} = \frac{\Gamma}{g}, \quad (4)$$

обычно используемому в *гидравлике*. При безвихревом движении отсутствует вращение частиц в каждой точке жидкости, т. е. имеет место *потенциальное течение* и скорость $v = \text{grad}\phi$, где ϕ — потенциал скорости. Для потенциального течения найдены решения многих частных задач: задачи о безотрывном обтекании плоских контуров, о струйных течениях, волновых движениях жидкости, об источниках и стоках, о потенциале простого и двойного слоёв и др. (см. также *Гармоническая функция*).

Успешно решены также мн. задачи о вихревых и волновых движениях идеальной жидкости (о вихревых нитях, слоях, вихревых цепочках, системах вихрей, о волнах на поверхности раздела двух жидкостей, о капиллярных волнах и др.). Развитие вычислит. методов Г. с использованием ЭВМ позволило решить также ряд задач о движении вязкой жидкости, т. е. получить в нек-рых случаях решения полной системы ур-ний (1) и (2) без упрощающих предположений. В случае *турбулентного течения*, характерного интенсивным перемешиванием отдельных элементарных объёмов жидкости и связанным с этим переносом массы, импульса и теплоты, пользуются моделью «среднегого» по времени движения, что позволяет правильно описать осн. черты турбулентного течения жидкости и получить важные практич. результаты.

Парядом с теоретич. методами изучения задач Г. применяются лаб. гидродинамич. эксперимент на моделях, основанный на *подобия теории*. Для этого используют как спец. гидродинамич. моделирующие установки (гидротрубы, гидроканалы, гидротолки), так и *аэродинамические трубы* малых скоростей, но при малых скоростях рабочее тело (воздух) можно считать несжимаемой жидкостью.

Разделами Г. как составной части гидроаэромеханики являются теория движения тел в жидкости, теория *фильтрации*, теория волновых движений жидкости (в т. ч. теория приливов), теория *кавитации*, теория глицерования. Движение невязкоуловных жидкостей (не подчиняющихся закону трения Ньютона) рассматривается в *реологии*. Движение эл.-проводных жидкостей в присутствии магн. полей изучает *магнитная гидродинамика*. Методы Г. позволяют успешно решать задачи гидравлики, гидрологии, русловых потоков, гидротехники, метеорологии, расчёта гидротрубы, насосов, трубопроводов и др.

Лит.: 1) Эмб Г. Гидродинамика, пер. с англ. М.—Л., 1947. 2) Ф. о в Л. И., *Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики*, 3 изд. М., 1980. 3) В и р Г Ф Г., *Гидродинамика*, пер. с англ., М., 1963. См. также лит. при ст. *Гидроаэромеханика*, *С. Д. Вильямсов*.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ, преобразующее часть энергии турбулентной затопленной струи жидкости в энергию акустич. волн. Работа Г. и. основана на генерировании возмущений в жидк. среде при взаимодействии вытекающей из сопла струи с препятствием определ. формы и размеров либо при принудит. периодич. прекращении струи. Эти возмущения оказывают обратное действие на основание струи у сопла, способствуют установлению автоколеб. режима. Механизм излучения звука может быть различным в зависимости от конструкции Г. и., к-рая принципиально отличается от конструкций *застраиваемых излучателей*, т. к., во-первых, вытекание жидкости из сопла со сверхзвуковой скоростью осуществлять невозможно, а во-вторых, использование резонирующего

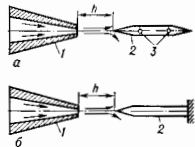


Рис. 1. Принципиальная конструкция пластинчатого гидродинамического излучателя с креплением пластинок в узловых точках: а — в узловых точках; б — консольно; 1 — сопло; 2 — пластинка; 3 — точки крепления (узлы колебаний).

объёма для Г. и. неэффективно ввиду относительно невысокого коэф. отражения звука на границе жидкости — металл.

Наиб. распространение получили пластинчатые Г. и., состоящие из погружённых в жидкость прямоугольного сопла и заостренной в сторону струи пластинки, к-рая крепится в узловых точках (рис. 1, а) либо

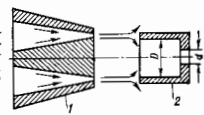


Рис. 2. Конструкция гидродинамического излучателя с кольцевым соплом 1 и полым цилиндром 2 (d — диаметр цилиндра; d_1 — диаметр отверстия в его дне).

консольно (рис. 1, б). При патекании на пластинку потока жидкости в ней возбуждаются изгибные колебания. Для генерирования интенсивных колебаний необходимо, чтобы совп. частота пластинки и частота автоколебаний струи совпадали. В др. модификации Г. и. используется кольцевое цельное сопло Г (рис. 2), образованное двумя конич. поверхностями, и полый цилиндр 2, к-рый может быть разрезан вдоль образующих так, что создаётся система расположенных по окружности кольцевых пластинок.

Излучение Г. и. возможно также за счёт пульсации кавитаци. области, образующейся между соплом и препятствием. В этом случае интенсивность колебаний определяется отношением диаметра дужки на торце отражателя к диаметру сопла. Существуют также роторные Г. п., работа к-рых подобна работе сирен и сводится к периодич. прерыванию струи жидкости.

Г. и. излучают акустич. колебания в широком частотном диапазоне — от 0,3 до 35 кГц с макс. интенсивностью порядка 1,5—2,5 Вт/см². Г. и. применяются для интенсификации разл. технол. процессов, приготвления высококачеств. эмульсий из не смешивающихся друг с другом жидкостей, диспергирования твёрдых частиц в жидкостях, ускорения процессов кристаллизации в растворах, расщепления молекул полимеров, очистки стальной литья после прокатки и т. д.

Лит.: Гершгольц Д. А., Фридан В. М., Ультразвуковая технологическая аппаратура, 3 изд., М., 1976; Контини и т. и. о. В. П., Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде, Л., 1974; Назаренко А. Ф., Об одном механизме гидродинамического звукообразования, «Авуст. ж.», 1978, т. 24, № 4, с. 573.

А. Ф. Назаренко.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ — сила, действующая на тело и препятствующая его движению в жидкости (газе), а также сила, действующая на жидкость (газ) и препятствующая движению жидкости, соприкасающейся на границах потока с др. телами — твёрдыми, жидкими или газообразными. Г. с. направлено в сторону, противоположную движению. Определение Г. с. — одна из осн. задач *гидроаэромеханики*, решение к-рой позволяет найти необходимую тягу двигат. установок летат. аппаратов, морских и речных судов, скорость их движения, требуемые мощности энергоустановок, насосных и компрессорных станций, рассчитывать газовые, воздушные и гидравлич. сети, сантехп. и вентиляц. устройства и др.

Г. с. — результат воздействия разностей давлений, возникающих при обтекании тел и касат. напряжений, действующих на границах соприкосновения тела и жидкости (газа) и состоит из сопротивления давления и сопротивления трения. Первое представляет собой проекцию на направление движения равнодействующей нормальных, а второе — касательных к поверхности составляющих сил, с к-рой жидкость действует на каждый элемент поверхности тела.

Сопротивление давления X_d представляют как произведение разности давлений на передней и задней сторонах обтекаемого тела на площадь его миделевого сечения S . Разность давлений Δp пропорциональна скоростному напору $q = \rho v^2/2$, где ρ — плотность жидкости (газа), v — скорость жидкости или тела. Сопротивление трения $X_{тр}$ также пропорционально q и площади соприкосновения тела с жидкостью; при известной форме тела эту площадь можно выразить через X . Полное Г. с. $X = X_d + X_{тр} = c_x S q$, где c_x — безразмер-

(газу) сжаться за телом, и сопротивление давления не равно нулю. Часть кинетич. энергии движущегося тела затрачивается на образование, отрыв и движение вихрей и по мере их рассеивания необратимо превращается в теплоту. Необратимо переходит в теплоту и часть кинетич. энергии, расходуемая на преодоление сопротивления трения $X_{тр}$. Гл. часть Г. с. плохо обтекаемых тел (напр., пластины, перпендикулярной потоку, — рис. 1) составляет сопротивление давления, а для хорошо обтекаемых тел (напр., тонкой пластины, движущейся в своей плоскости, — рис. 2) Г. с. почти полностью состоит из сопротивления трения.

При движении тела на поверхности или вблизи поверхности тяжёлой жидкости возникает дополнительно волновое сопротивление. В случае движения тел в воздухе или ином газе Г. с. наа. *аэродинамическим сопротивлением*, к-рое подразделяют на составляющие: *доное сопротивление, индуктивное сопротивление и волновое сопротивление*.

Г. с., возникающее при движении жидкости (газа) по трубам, каналам, открытым руслам, обычно наз. гидравлич. сопротивлением. В этом случае часть энергии (напора) движущейся жидкости (газа) затрачивается на преодоление внутреннего (между частями жидкости) и внешнего (между движущейся жидкостью или газом и ограничивающими поверхностями) трения в плавных участках тракта, а также на образование и отрыв вихрей в неплывных участках — при резких поворотах, расширенных или суженных руслах, нереканении через запорные и регулирующие устройства, решётки, фильтры и т. п. Энергия или напор движущейся жидкости (газа), затраченная на преодоление Г. с., наз. потерями энергии и ей (или напором) или просто потерями. Потери на трение зависят в первую очередь от длины рассматриваемого участка. Они определяются по ф-ле Вейсбаха: $\Delta p_{\tau} = \zeta_{\tau} \rho v^2/2$, а все потери на местные сопротивления вычисляются по ф-ле $\Delta p_0 = \zeta_0 \rho v^2/2$. Здесь Δp_0 — потери полного давления, $v_{ср}$ — ср. скорость жидкости (газа) перед входом в рассматриваемый участок, ζ_{τ} и ζ_0 — безразмерные коэф. потерь на трение и местные сопротивления, зависящие от распределения скоростей по сечению перед входом потока и рассматриваемый участок и от чисел Re и M . В соответствии с ф-лой Вейсбаха $\zeta_{\tau} = \lambda l/d$, где λ — коэф. трения, l — длина, а d_{τ} — гидравлич. диаметр канала. Для определения λ существуют разл. теоретические и эмпирич. ф-лы, учитывающие их зависимость от Re , M и шероховатости поверхности. Полное Г. с. участка канала $\zeta = \zeta_0 + \zeta_{\tau}$.

Теоретич. расчёт Г. с. возможен лишь в простейших случаях (напр., при безотрывном обтекании неких-рх хорошо обтекаемых тел или при течи жидкости по прямой цилиндрич. трубе), поэтому в технике Г. с. определяют по эмпирич. зависимостям c_x и ζ от критериев подобия, полученным на основании многочисл. эксперим. исследований.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 5 изд., М., 1978; Идельчик И. Е., Справочник по гидравлическим сопротивлениям, 2 изд., М., 1975; Альтшульц А. Д., Киселев П. Г., Гидравлика и аэродинамика, 2 изд., М., 1975. С. Л. Визинский.

ГИДРОЛОКАТОР — гидроакустич. устройство, осуществляющее излучение, приём и обработку акустич. сигналов с целью обнаружения, определения местоположения и параметров движения отражающего или рассеивающего акустич. волны подводного объекта (см. *Гидролокация*). Расстояние до объекта обычно определяется по времени прохождения эха от момента излучения импульсного сигнала (см. *Импульс акустический*) до его приёма. Направление на объект опреде-



Рис. 2.

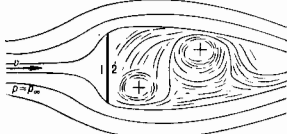


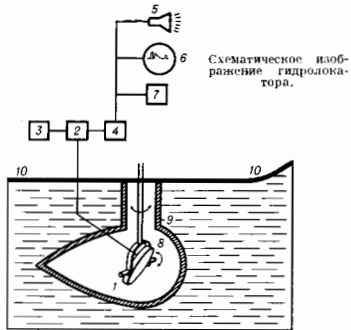
Рис. 1.

нный коэф. сопротивления, зависящий от подобия критериев — *Рейнольдса числа Re* и *Маха числа M*.

Если тело произвольной формы движется равномерно в безграничной жидкости, лишенной трения, так, что жидкость сжимается за телом, сопротивление давления X_d равно нулю (см. *Д'Аламбера — Эйлерса парадокс*). При движении тела в вязкой жидкости за телом образуются вихри, не позволяющие жидкости

ляется по направлению прихода эхо-сигнала с учётом рефракции в данном районе. Скорость объекта по единичной попытке рассчитывается по *Долера эффекту*; одновременно доплеровский сдвиг частоты позволяет отстроиться от ревербер. помехи (см. *Реверберация*), вызванной рассеянием посланного сигнала на неоднородностях среды.

Осн. узлы Г. (рис.): приёмно-излучающая гидроакустическая антенна 1; реле приёма-передачи 2; передающий тракт 3; приёмный тракт 4; блок слухового контроля 5; электронно-лучевой индикатор 6; регистратор 7.



Схематическое изображение гидролокатора.

Для предохранения от разрушения и для уменьшения гидродинамич. помех приёмно-излучающую антенну и механизм поворотного устройства 8 помещают в обтекатель 9, к-рый выдвигается из днища 10 судна или стационарно закреплён на нём. Приёмный тракт обычно снабжён временной автоматич. регулировкой усиления. В Г. используют направленные излучение, а приёмное устройство работает так, что обеспечивается круговой обзор всех объектов, находящихся в пределах радиуса наблюдения (напр., используется гидроакустич. антенна с веерной характеристикой направленности и электронно-лучевой индикатор кругового обзора). Распространение получили также Г. бокового обзора, приёмно-излучающая антенна к-рых обладает узкой диаграммой направленности в горизонтальной плоскости и широкой — в вертикальной; максимум диаграммы ориентируется перпендикулярно движению судна. Излучённый импульс при распространении последовательно озвучивает клиновидную полосу дна и рассеивается на его неровностях; принятый сигнал регистрируется на самосписе как в *эхолоте*. В результате при движении судна получается карта рельефа дна в примоут. координатах. Как правило, такие гидролокаторы предназначены для работы в мелководных районах.

Лит. см. при ст. Гидролокация. Ю. Ю. Житковский. **ГИДРОЛОКАЦИЯ** — определение места нахождения подводного объекта либо по звуковым сигналам, иссуемкам самим объектом (активная Г.), либо по отражённо или рассеянному от объекта специально излучённого звукового сигнала (пассивная Г.). Объектами могут быть надводный корабль, подводная лодка, косяк рыб, скала на дне и пр.

При пассивной Г. (шумопеленговании) направление на источник звука определяют, исследуя пространственную структуру звукового поля, создаваемого источником. При этом используются разл. методы пеленгования: максималиный, когда ориентированную гидроакустическую антенну располагают так, чтобы принятый сигнал был максимальным; и улевой, где используют две антенны, диа-

граммы направленности к-рых так сдвинуты друг от. посылителю друга, чтобы суммарная диаграмма имела глубокий минимум, направленные на источник звука получают по минимуму сигнала от него; этот способ имеет большую точность, из-за того, что кривизна диаграмм направленности антенн вблизи нуля существенно больше, чем вблизи максимума; фазовый П, в к-ром определяют разность фаз между сигналами, принятыми двумя разнесенными в пространстве приёмными антеннами; корреляционный — разнородность фазового, в нём по измерению взаимной корреляции определяют относительный временной сдвиг прихода сигнала на два разнесенных приёмника. Как правило, используется комбинация нек. методов, при этом азимутальное направление на объект соответствует измеренному, а для определения истинного направления по вертикали следует вводить поправку на рефракцию (рис.). Расстояние до объекта и траекторию его перемещения можно определять, измеряя направление на него из нек. точек, разнесенных в пространстве.

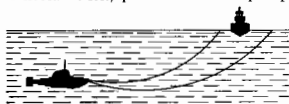


Схема работы гидролокатора. Ход лучей соответствует типичным условиям полярных районов.

Шумопеленгаторные системы могут устанавливаться как на подводных лодках, так и на надводных кораблях. Наиб. эффективны стационарные пассивные системы, в виде протяжённых антенн, содержащих большое кол-во гидрофонов; данные от этих антенн по кабелю передаются на береговые станции обработки. Пассивные системы используются также в гидроакустич. радиобух, к-рые, как правило, сбрасываются с самолёт. разведчиков и с помощью приёмной радиоаппаратуры, находящейся на этих самолётах, позволяют быстро оценить гидроакустич. обстановку в данном районе. Определение направления на шумящий объект пассивным методом используется и в самоходных торпед.

При активной Г. используется отражённый или рассеянный объектом сигнал, поэтому в активной лодке создаётся мощное направленное излучение *ишпульсов акустических* с заполнением несущей частотой. При этом направление на объект определяется аналогично пассивному методу, а расстояние R до объекта по времени t , прошедшему от излучения импульса до прихода эхо-сигнала: $R=ct/2$, где c — скорость звука в воде. Наряду с разрешающей способностью по расстоянию, осн. характеристикой гидролокаторов является дальность обнаружения, зависящая от мощности излучаемого звука, уровня акустич. помех и условий распространения звука в водной среде. Выбор частоты заполнения зависит от назначения гидролокатора. Для дальнего обнаружения на расстояниях в десятки км и более используют НЧ порядка единиц кГц, к-рые слабо поглощаются в морской воде; однако при этом необходимо применение приёмно-излучающих антенн очень больших размеров. Высокочастотные гидролокаторы более компактны, однако дальность их действия не превышает нек. км. Напр., для рыбопоисака используют обычно частоты от десятков до сотен кГц. Длительность импульсов τ также меняется в широких пределах; она определяет разрешающую способность по расстоянию $\Delta R=ct/2$. Иногда применяется квазиперывный сигнал с частотомодуляц. заполнением для определения расстояния; используются и др. более сложные сигналы, напр. шумовые с последующей корреляц. обработкой. Осн. помехами в активной Г. являются собств. шум океана и реверберация, обусловленная

расширением звука поверхностью дном и толщей воды. Для выделения сигнала на фоне помех используют разл. методы, в частности метод накопления, основанный на том, что сигнал, отраженный от объекта, складывается по давлению, как регулярный, а шумовой — по интенсивности. Увеличение мощности излучения улучшает отношение сигнал/шум, однако реверберат. помеха при этом не меняется, её можно уменьшить, укорачивая длительность посылки или сужая диаграмму направленности системы, но в последнем случае увеличивается время, необходимое на просмотр сигналов с разл. направлений.

Дальность действия гидролокаторов часто ограничивается неблагоприятными условиями распространения звука (см. *Гидроакустика*). В зависимости от типа систем, условий распространения, характеристик типа движимого объекта дальность действия гидролокаторов меняется от неск. сотен м до неск. сотен км.
Лит.: Хортон Дж. У., Основы гидролокания, пер. с англ., Л., 1961; Подводная акустика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1965—76; Тюрин А. М., Сташкевич А. П., Таранов Э. С., Основы гидроакустики, Л., 1966.

ГИДРОМАГНИТНОЕ ДИНАМО — механизм усиления или поддержания стационарного, в частности колебательного, состояния магн. поля гидродинамич. движениями проводящей среды (плазмы).

Идею о том, что движения плазмы могут приводить к усилению магн. поля, выдвинул Дж. Лармор (J. Larmor) в 1919 в связи с объяснением ириорды магнетизма Земли и Солнца. Происхождение и наблюдаемые изменения космич. магн. полей в большинстве случаев связывают с действием Г. д. Делают попытки лаб. конструирования Г. д. и учёта эффекта Г. д. в энергет. установках с движущимися жидкометаллич. теплоносителями. Назв. «Г. д.» возникло из-за схожести процесса с работой динамо-машины (генератора тока). Особенность Г. д. состоит в том, что оно должно быть самообуждающимся, т. е. не поддерживаемым за счёт внеш. источников поля. В теоретич. отношении наиб. разработана т. н. проблема к и н е м а т и ч. Г. д., к-рую можно сформулировать след. образом. Пусть в объеме плазмы с заданной проводимостью поддерживаются к-л. гидродинамич. движения и создано слабое магн. поле, не поддерживаемое далее внеш. источниками. Если со временем поле в рассматриваемом объеме не убывает, несмотря на действие омической диссипации, то имеет место Г. д.

Теория Г. д. является разделом магнитной гидродинамики. Релятивистские эффекты, токи смещения в теории Г. д. обычно не учитываются. В этом приближении магн. поле не зависит от системы отсчёта и можно пользоваться представлением о магн. силовых линиях. Возможность усиления начального (затравочного) магн. поля движениями среды связана с т. н. вмерознностью магн. поля в плазму. При полном пренебрежении омической диссипацией магн. силовые линии можно считать «приклеенными» к движущейся среде, так что движения среды увлекают за собой поле. Магн. линии, к-рая проходит через к-л. две близкие частицы среды, будет проходить через них и в дальнейшем. В условиях вмерознности поток магн. поля через площадь любого движущегося со средней контура (магнитный ниток) сохраняется. Это позволяет усиливать магн. поле, деформируя (напр., сжимая) контур. С др. стороны, движения, как правило, затухают магн. линии, уменьшая характерный масштаб поля, что делает необходимым учёт магн. диффузии и диссипации. Относит. поле усиления поля движениями плазмы и бездиффузионно-диссипативного эффекта характеризуются безразмерным отношением $\frac{\Delta t_{\text{diff}} \omega^2}{Re_m}$ — магн. число Рейнольдса (Δt_{diff} — характеристич. масштаб и скорость движений, ω — проводимость плазмы). Необходимое условие работы Г. д. заключается в том, чтобы Re_m превышало нек-рое значение $Re_{mк} \geq 10$. В космич. плазме Re_m , как правило, очень велико и этот

критерий выполнен с большим запасом. В лаб. и техн. установках из-за ограниченности их размеров значение Re_m обычно невелико и удовлетворение необходимого критерия требует спец. условий.

К достаточным условиям работы Г. д. относится ряд ограничений на геом., точнее топологич., свойства течения. Для случая, когда рассматривается поведение магн. поля при заданном течении плазмы (кинематич. динамо), эти ограничения достаточно полно установилы. В частности, Г. д. возможно только когда движение однородно-проводящей жидкости происходит вдоль сферич. или плоских поверхностей. При движении вдоль поверхности др. типов, напр. цилиндрич. или торoidalных, Г. д. возможно. Магн. поле при этом (если пренебречь его влиянием на движение) растёт экспоненциально со временем. Однако скорость роста поля существенно зависит от Re_m и оказывается малой при больших Re_m (медленное динамо). Наглядной иллюстрацией такого динамо может служить модель, предложенная в 1950 X. Альвеном (H. Alfvén). Первонач.

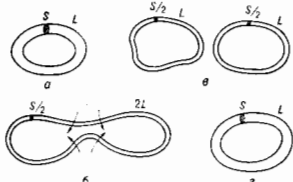


Рис. 1. Иллюстрация работы медленного динамо.

нетия магн. поля (длина L , площадь сечения S) растягивается вдвое (рис. 1). Затем вдоль одного из диаметров происходит сближение двух противоположно направленных участков поля и разделение нити на две под действием магн. диффузии. После наложения двух полученных нитей путём сдвига получается удвоенная нить с диаметром, равнымначальному, и магн. потоком через поперечное сечение нити, вдвое большем исходного (за счёт увеличения вдвое числа силовых линий). Затем процедура повторяется. Строгими примерами медленного динамо являются решения уриной Г. д. для винтового движения вдоль цилиндрич. поверхностей, для системы из неск. сфер, вращающихся вокруг своих осей, или торoidalных выхрей, погружённых в среду с конечной проводимостью.

Принципиально иной тип Г. д. представляет собой механизм роста поля со скоростью, не стремящейся к



Рис. 2. Усиление магнитного поля путём перекручивания и удвоения нити (быстрое динамо).

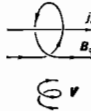


Рис. 3. Гидромагнитное динамо среднего магнитного поля при наличии средней спиральности поля скорости.

нулю (или отрицат. значению) при $Re_m \rightarrow \infty$ (быстрое динамо). Наглядная иллюстрация такой возможности предложена в 1971 И. Б. Зельдовичем. Начальное торoidalное поле растягивается вдвое, складывается в восьмёрку, затем нити восьмёрки совмещаются (рис. 2). При каждом повторении этой операции происходит двукратное усиление магн. поля. В отличие от случая, показанного на рис. 1, время удвоения магн. потока здесь не зависит от магн. диффузии.

Быстрое динамо реализуется в турбулентной среде. Приято рассматривать поля скорости со случайными

статистику, характеристиками. Для таких течений удаётся достигнуть существ. упрощения задачи и построить решения типа быстрого динамо для ср. поля и его корреляционной функции. Как было показано М. Штенбеком (M. Steenbeck), Ф. Краузе (F. Krause) и К.-Х. Рэдлером (К.-Н. Rädler), для усиления ср. поля случайные движения не должны обладать отражат. симметрией. Нарушение отражат. симметрии означает преобладание правинтовных движений над левинтовными, или наоборот, т. е. наличие ср. спиральности течения. Такая турбулентность не типична для лаб. экспериментов и должна быть специально создана. Однако в космос. условиях она возникает естеств. образом благодаря вращению неоднородных небесных тел. Действие спиральной турбулентности иллюстрирует рис. 3; преобладающие течения указанного на рис. (вни-

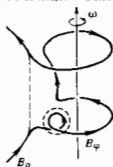


Рис. 4. Изменение магнитного поля неоднородным вращением плазмы.

зу) типа (левосторонняя спираль) приводит к появлению электр. тока j , параллельного магн. полю. Такой ток, в свою очередь, создаёт магн. поле, перпендикулярное исходному полю. Повторное применение эффекта к новому полю создаёт поле, параллельное (или антипараллельное) исходному, т. е. приводит к самовозбуждению системы. Эффект, к-рый оказывает на магн. поле неоднородное (дифференциальное) вращение, показан на рис. 4. Из-за зависимости угл. скорости от расстояния до ос. вращения происходит накручивание вращающихся магн. силовых линий. В результате из исходного пологойального (меридионального) поля B_p образуется азимутальное поле B_ϕ . Штриховым кружком отмечена одна петля, созданная турбулентными движениями, указанными на рис. 3. Эти два эффекта составляют основу объяснения происхождения крупномасштабных магн. полей в ядрах планет, конвективных оболочках звёзд (в частности, при объяснении циклич. активности Солнца и звёзд), в аккреционных дисках, окружающих двойные звёзды и наблюдаемых как рентг. источники, в галактик. дисках и др. астрофиз. объектах. В дополнение к указанным двум эффектам крупномасштабное поле подвергается турбулентной диффузии (см. *Переноса процессы* в плазме), к-рал обычно гораздо эффективнее омической. Кроме того, неоднородная (в частности, у границ) турбулизованная проводящая среда с большим Re_m ведёт себя подобно диамагнетику, выталкивая крупномасштабное магн. поле из турбулентной области. К выталкиванию магн. поля приводит и ламинарные течения плазмы с замкнутыми линиями тока. При умеренных магн. числах Рейнольдса своеобразный эффект вытеснения поля возможен в ячеечной конвекции, в к-рой жидкость поднимается в топологически несвязанных центрах ячеек и опускается у границ ячеек, приводя к преимущественной концентрации поля ко дву конвективного слоя.

Для нахождения скорости роста поля при больших Re_m в быстром динамо достаточно вначале решить задачу в приближении полной вмороженности ($\sigma \rightarrow \infty$). Так доказаны существование и волюметрические скорости роста поля в пространственно однородных случайных потоках, обновляющихся через детерминированные или случайные промежутки времени (d и n а м о т о р е м а). Учёт конечной малой магн. диффузии выполняется затем по *возмущенной теории*. Распределение генерируемого магн. поля при этом оказывается неоднородным в пространстве и во времени, имеются острые редкие пики (n с р е м ж е м о с т ь). Интересный промежуточный тип динамо, не-видимому, возможен в трёхмерных стационарных течениях, отд. линии тока к-рых всюду плотно заполняют конечные пространственные области.

Здесь скорость экспоненц. роста данной моды поля жидкельна на конечном интервале изменения Re_m и становится отрицательной и большой по абс. величине с увеличением Re_m .

Лит.: Моффат Г. К., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; Вайнштейн С. И., Зелёвокин И. В., Рузавягин А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Краузе Ф., Рэдлер К.-Н., Магнитная гидродинамика средних полей и теории динамо, пер. с англ., М., 1984; Zel'dovich Y. V., Magnetic fields in astrophysics, L., 1984. А. А. Руджичкин.

ГИДРОМЕХАНИКА — раздел гидроаэростатики, в к-ром изучаются движение и равновесие несжимаемых жидкостей и их взаимодействие с твёрдыми телами. Ранее Г. часто наз. всю гидроаэростатику, включая в неё и проблемы движения и равновесия сжимаемых сред. Во 2-й пол. 20 в. наука о движении сжимаемых жидкостей (газов) выделялась в самостоят. раздел гидроаэростатики — *газовую динамику*.

Г. исторически наиб. рано возникший и сильно развитый раздел механики жидкостей и газов; она подразделяется на *гидростатику* и *гидродинамику*. Законы равновесия жидкостей, в т. ч. теория равновесия воды в океанах и воздуха в атмосфере, теория плавания и устойчивости плавучих тел, рассматриваются в гидростатике. Кинематика жидкой среды, законы движения идеальной и вязкой жидкости и её силовое взаимодействие с твёрдыми телами изучаются в гидродинамике, где разработаны эффективные теоретич., гл. обр. матем., методы исследования. Мн. прикладные инженерные задачи Г., возникающие в технике, могут быть решены на основе приближённых, в т. ч. эмпирич. закономерностей, устанавливаемых в *гидравлике*.

Лит.: Кочин И. Е., Кибель И. А., Розе П. В., Теоретическая гидромеханика, 1, 6 изд., М., 2 изд., М., 1963; Седов И. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 2, М., 1984. С. Л. Висновский.

ГИДРОСТАТИКА — часть гидромеханики, в к-рой изучают равновесие несжимаемых (капельных) жидкостей. При равновесии скорость $v=0$, поэтому *неразрывности уравнение* принимает вид $\text{div} \rho=0$, т. е. поле плотности ρ стационарно (не зависит от времени t), а т. к. жидкость несжимаема, то плотность не зависит и от координат. Т. о., $\rho = \text{const}$; это условие представляет собой ур-ние состояния несжимаемой жидкости. *Эйлера уравнение* и *Навье — Стокса уравнения* приводятся в случае равновесия к одному и тому же ур-нию

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho F_x, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho F_y, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho f_z$$

$$\text{или } \text{grad } p = -\rho F, \quad (1)$$

связывающему давление p с вектором массовых сил F и справедливому как для идеальной, так и для вязкой жидкости, а также и для сжимаемых газов (см. *Аэростатика*). Ур-ние равновесия однородной несжимаемой жидкости можно удовлетворить лишь в случае, когда массовые силы имеют потенциал U , т. е. $F = \text{grad } U$.

При отсутствии массовых сил $F=0$ и ур-ние (1) выражает *Паскаля закон* $p = \text{const}$, а если единств. массовой силой является сила тяжести, характерная ускорением g , то в однородной несжимаемой жидкости давление возрастает с глубиной по линейному закону

$$p = p_0 + \rho g z, \quad (2)$$

где p_0 — давление на поверхности $z=0$, а z — глубина, отсчитываемая от поверхности в направлении ускорения g . На этом законе Г. основаны измерения давления с помощью жидкостных манометров, действие поршневого насоса и гидравлич. пресса.

Неравномерное распределение давления в жидкости создаёт гидростатич. подъёмную силу, действующую на тела, частично или полностью погружённые в жидкость. Давление жидкости на замкнутую поверхность погружённого тела в поле сил тяжести определяется *Архимеда законом*, следующим из ур-ний Г. и позво-

ляющим определить условия устойчивого и неустойчивого равновесия плавающих тел, как надводных, так и подводных (см. *Остойчивость*). На законе Архимеда основаны приборы для измерения плотности жидкостей — ареометры. Фла 2) позволяет рассчитывать суммарные силы и моменты, возникающие при действии гидростатич. давления на плотину, стенки каналов и шлюзов, подводных сооружений и аппаратов, сосудов с жидкостью.

Рассматриваемые в Г. ур-ния относят. равновесии несжимаемой жидкости в поле сил тяжести (относительно стенок сосуда совершающее движение по некоему известному закону, напр. поступательное или вращательное) дают возможность решать задачи о форме свободной поверхности и о движении жидкости в движущихся сосудах — и системах для перевозки жидкостей тоннованных баках самолётов и ракет и т. п., а также в условиях частичной или полной невесомости на космич. летат. аппаратах. При определении формы свободной поверхности жидкости, заключённой в сосуде, кроме сил гидростатич. давления, сил инерции и сил тяжести необходимо учитывать поверхностное натяжение жидкости. В случае вращения сосуда вокруг вертик. осей с пост. угл. скоростью свободная поверхность принимает форму параболоида вращения, а в сосуде, движущемся параллельно горизонтальной плоскости поступательно и одновременно с пост. ускорением a , свободной поверхностью жидкости является плоскость, наклонённая к горизонтальной плоскости под углом $\alpha = \arctg(a/g)$.

Лит.: см. при стр. *Гидроаэромеханика*. С. Л. Вильямсевич.

ГИДРОСТАТИЧЕСКИЙ ПАРАДОКС — явление, заключающееся в том, что вес жидкости, налитой в сосуд, может отличаться от давления жидкости на дно сосуда. Так, в расширяющемся кверху сосуде сила давления на дно меньше веса жидкости, а в суживающемся — больше. В цилиндр. сосуде обе силы одинаковы. Если одна и та же жидкость налита до одной и той же высоты в сосудах разной формы, но одинаковой площадью дна, то несмотря на разный вес налитой жидкости, сила давления на дно одинакова для всех сосудов и равна весу жидкости в цилиндр. сосуде. Это следует из того, что давление в жидкости жидкости зависит только от глубины под свободной поверхностью и от плотности жидкости. Объясняет Г. п. то, что, поскольку гидростатич. давление всегда нормально к стенкам сосуда, сила давления на наклонённые стенки имеет вертикальную составляющую, к-рая компенсирует вес излишнего против давления объёма жидкости в расширяющемся кверху сосуде и вес недостающего против цилиндра объёма жидкости в суживающемся кверху сосуде. Г. п. обнаружен Б. Паскалем (В. Pascal) в 1654.

ГИДРОФИЗИКА — наука о физ. свойствах водной оболочки Земли — гидросферы и происходящих в ней процессах. Г. изучает молекулярную структуру воды в трёх её агрегатных состояниях, переходах между этими состояниями, механич. и тепловых свойствах воды и льда, их акустич., оптич., электр. характеристики, разнообразные движения в среде Г. как раздел геофизики подразделяется на физику вод суши (или гидрологию суши) и физику моря.

Физика вод суши изучает процессы в реках, озёрах, водоохранилищах, подземных водах, болотах и др. водных объектах на материках. К этим процессам относятся, напр., испарение, конденсация, замёрзание и вскрытие рек и озёр, вариации их уровня, сток воды осадков, течения в озёрах, образование и движение ледников. Физика вод суши даёт оценку и прогноз состояния и рационального использования материальных водных ресурсов. Она разделяется на педологич. (науку о реках), лимнологию (основедение), болотоведение, гляциологию (науку о ледниках). Физика моря рассматривает физ. проблемы, связанные с морями и океанами. Физика моря (океана)

является также одним из разделов океанологии. Она изучает изменения в пространстве и времени темп-ры, плотности, содержания солей и др. характеристик морской среды, а также её движений разл. масштабов — течений, вихрей, поверхностных и внутр. волн, турбулентности, звука, к-рые непрерывно взаимодействуют между собой и с разл. внеш. факторами (атм. процессы, притяжение Луны и Солнца, движение судов, колебания земной коры и т. д.). В рамках физики моря исследуются также поведение эл.-магн. полей и распространение эл.-магн. волн разл. частот (свет, радиоволны) в воде.

В связи с возросшей важностью исследований Мирового океана физика океана приобрела особое значение и сущность, специфику (иногда даже под Г. подразумевают только её). Совр. Г. океана изучает состояние океана как сложной пестационарной физ. системы. Это состояние может быть охарактеризовано совокупностью взаимосвязанных физ. величин — гидрофиз. полей, изменяющихся во времени и пространстве, таких, как поле темп-ры, течений, магн. поле, разл. волновые поля, в т. ч. акустическое и световое, и др. При этом нередко необходимо одновременно знать структуру этих полей как в локальных, так и в глобальных масштабах. Поэтому так важны эксперим. методы изучения гидрофиз. полей, к-рые разделяются на контактные и дистанционные. В контактных методах в воду погружаются датчики, измеряющие параметры воды непосредственно в окрестности нахождения прибора. Дистанц. методы позволяют получать информацию о состоянии океана на больших пространствах, вплоть до глобальных масштабов, достаточно короткое время, пока исследуемая структура не успеет существенно измениться. Они основаны на применении зондирующих полей — акустических, оптических, радиоволн. Так, звуковые ПЧ-волны распространяются на тысячи км в океане; их используют в т. п. акустич. томографии, основанной на измерении задержки сигналов, посылаемых и принимаемых береговыми станциями; это позволяет восстанавливать распределение скорости звука на больших акваториях. Использование дистанц. зондирования океана сверху — с кораблей, самолётов, космич. аппаратов (космич. океанография), включая фотографирование радиолокацию, приём теплового радиозлучения моря, даёт обширную информацию о состоянии поверхности моря (спектрах ветрового волнения, приносовых темп-рах и др.). Нек-рые глубинные процессы (течения, внутр. волны) также могут изучаться сверху по их проявлениям на поверхности океана, напр. по их влиянию на ветровое волнение. Для обработки получаемой информации используются быстродействующие ЭВМ.

Наряду с натурными экспериментами важным раздел Г. океана составляет теоретич. исследование, а также моделирование океанич. движений в лаб. бассейнах, что позволяет провести количественное исследование отд. процессов с точностью, недоступной в условиях океана. Совр. Г. океана приблизилась к решению таких сложных проблем, как, например, «включение» океана в теорию климата и схемы долгосрочного прогноза погоды.

Лит.: Чеботарев А. И., Общая гидрология (водная суши), Л., 1960; Физика океана, т. 1 — Гидрофизика океана, т. 2 — Гидрохимия океана, под ред. В. М. Каменюченко и А. С. Монина, М., 1978.

А. В. Галюнов-Грехов, Л. А. Островский.
ГИДРОФИЛЬНОСТЬ И ГИДРОБОУЗНОСТЬ (от греч. *hýdōr* — вода и *philia* — любовь или *phobos* — боязнь, страх) — характеристики взаимодействия поверхностей в-в (твёрдых тел) с молекулами воды. Г. и г. б. — частный случай дифильности и лиофиобности — характеристики взаимодействия веществ с молекулами жидкостей разл. природы, определяющих степень их смачиваемости этими жидкостями. Понятия Г. и г. применяют не только к телам,

обладающим поверхностью, но и к отдельным молекулам и ионам.

Гидрофильные в-ва интенсивно взаимодействуют с молекулами воды. Гидрофильность характеризуется величиной адсорбционной связи (см. *Адсорбция*) в-в с молекулами воды, образованием с ними неопределённых соединений и распределением кол-ва воды по различным энергиям связи. Гидрофильность преимущественно определяется величиной энергии связи адсорбционного моноэста, т. е. последние слои связаны с в-вом гораздо слабее. Гидрофильность может выражаться теплотой адсорбции водяного пара или теплотой смачивания, а также работой смачивания единицы поверхности в-ва.

Абсолютно гидрофобных («водоотталкивающих») в-в нет; даже наиболее гидрофобные — углеводородные и фторуглеродные — поверхности адсорбируют воду. Поэтому гидрофобность рассматривают как малую степень гидрофильности.

Г. и г. могут быть оценены, как и смачиваемость поверхности водой (в воздушной среде), величиной угла смачивания θ : для гидрофильных поверхностей $\theta < 90^\circ$ (для абсолютно гидрофильных поверхностей $\theta = 0$); для гидрофобных поверхностей $90^\circ < \theta < 180^\circ$ (напр., для парафина $\theta \approx 105^\circ$). На трёхфазной границе твёрдого тела с водой и углеводородной жидкостью при $\theta < 90^\circ$ (в водной фазе) поверхность олеофобна, т. е. не смачивается маслом, а при $\theta = 180^\circ$ — предельно олеофильна.

Гидрофильными являются вещества с полярными хим. связями: галогениды, оксиды и их гидраты, карбонаты, сульфаты, фосфаты, силикаты и алюмосиликаты (глины, стекла), а также клеточные мембраны. Чистые поверхности металлов, углерода, полупроводников, вещества, состоящие из слабо полярных молекул, листья растений, кожа животных, хитиновый покров насекомых гидрофобны. Все полярные группы, входящие в состав молекул ПАВ — *поверхностно-активных веществ* — COOH , $-\text{NH}_2$, $-\text{SO}_3\text{Na}$ и др., гидрофильны; связанные с ними углеводородные радикалы — гидрофобны.

Гидрофильность твёрдых тел может резко понижаться (происходит их гидрофобизация) при адсорбции (особенно при хемосорбции) на их поверхности молекул ПАВ, ориентированных полярными группами в сторону поверхности, а углеводородными цепями — в окружающую среду (напр., при адсорбции жирных кислот, их солей и др. органич. ПАВ на поверхности минералов). Обратная ориентация адсорбированных молекул ПАВ приводит к гидрофиллизации гидрофобных поверхностей.

Лит.: Шукин В. Д., Перцов А. В., Амелина Е. А., Коллоидная химия, М., 1982; Фролов Ю. Г., Курс коллоидной химии, М., 1982.

ГИДРОФОН (от греч. *hýdōr* — вода и *phōnē* — звук) — подводный *электроакустический преобразователь* для приёма акустич. сигналов и шумов. Г. может быть конструктивно и функционально объединён с простейшими электронными устройствами — предатрич. усилителями, модуляторами и т. д. Наиб. часто Г. наз. измерит. приёмники звука, используемые в *гидроакустике*.

В зависимости от назначения и условий работы Г. имеют разные конструкции. Чувствит. элементом Г. обычно служит *пьезоэлектрический преобразователь* (реже *магнитострикционный преобразователь*). Его размер выбирают исходя из требования, чтобы осн. частота резонанса механис. системы была выше диапазона рабочих частот; это позволяет уменьшить неравномерность частотной характеристики и искажения диаграмм направленности в этом диапазоне. Чувствит. элементы могут иметь форму стержней, цилиндров, пластин, мембран, полых сфер, выполненных из пьезоэлектрических материалов, в частности из пьезокерамики и реже из пьезокристаллов, или из магнитостриктивных материалов; используются также чувствит. элементы на

основе пьезополупроводников. Принимаются спец. меры по обеспечению герметичности и прочности, особенно при работе Г. в условиях, когда действуют большие гидростатич. давления.

Г., как и всякий приёмник звука, характеризуется чувствительностью холостого хода $\gamma_{\text{хх}} = E_{\text{хх}}/P$ (В/Па), где $E_{\text{хх}}$ — эдс холостого хода чувствит. элемента, P — действующее на него звуковое давление; уд. чувствительностью $\gamma_{\text{дл}} = \gamma_{\text{хх}}/\sqrt{|Z_{\text{вн}}|}$ (В/Па·Ом^{1/2}), определяющей пороговое, т. е. минимальное, звуковое давление, к-рое Г. может зарегистрировать при заданном превышении уровня сигнала над уровнем соств. электр. шумов при оптм. согласовании со входом усилителя или индикатора ($Z_{\text{вн}}$ — соств. электр. импеданс чувствит. элемента Г.); неравномерностью частотной характеристики, измеряемой обычно в децибелах; характеристикой направленности, к-рая в случае работы Г. в составе многоэлементной антенны влияет на направленность антенны в целом.

К измерит. Г. предъявляются спец. требования; необходимы большая чувствительность $\gamma_{\text{хх}}$, стабильность $\gamma_{\text{хх}}$ при изменении темп-ры и гидростатич. давления и малая зависимость чувствительности от частоты и направления прихода звука, а также постоянство

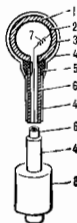


Схема измерительного гидрофона: 1 — чувствительный пьезоэлектрический элемент; 2 — внутренний электрод; 3 — внешний электрод; 4 — тонкое резиновое покрытие для изоляции внешнего электрода от водной среды; 5 — резиновый виброизолирующий элемент; 6 — золотой металлический стержень, внутри которого проходит провод; 7 — от внутреннего электрода; 8 — корпус усилителя.

параметров во времени. Поэтому чувствит. элементы таких Г. обычно изготовляют в виде полых сфер диаметром от одного до деск. см (рис.) из эффективных и достаточно стабильных пьезокерамич. материалов. В УЗ-технике для целей контроля и при биол. и мед. исследованиях применяют Г. с чувствит. элементами размером в один или неск. мм. Г. подобного типа может использоваться в диапазоне частот от десятков Гц до МГц. При измерениях используется набор «ярды» Г. с различными по размерам пьезоэлементами, каждый из к-рых предназначен для измерений внутри определ. участка частотного диапазона. Наряду с Г.—эл.-акустич. преобразователями имеются Г.—акустоптич. преобразователи, основанные на модуляции звука световых лучей в оптико-волоконных устройствах.

Лит.: Аманьева А. А., Керамические приёмники звука, М., 1963; Ключкин И. И., Колосевич И. В., Акустические измерения в судостроении, 3 изд., Л., 1982; Боббер Р. Дж., Гидроакустические измерения, пер. с англ., М., 1974.

ГИЛЬБЕРТ (Gb, Gb) — единица магнитодвижущей силы и разности магн. потенциалов в системах единиц СГС (симметричной, или системы Гаусса) и СГСМ. Назв. в честь У. Гильберта (W. Gilbert). 1 Гб = $10/4\pi \text{ А} \approx 0,796 \text{ А}$. **ГИЛЬБЕРТА ПРЕОБРАЗОВАНИЕ** — *интегральное преобразование*, ставящее в соответствие ф-ции $f(x)$ вещественной переменной x ф-цию

$$g(x) = \frac{1}{\pi} P \int \frac{dy}{x-y} f(y),$$

символ P указывает на *главное значение интеграла*. Это интегральное преобразование (типа свёртки) введено Д. Гильбертом (D. Hilbert) в 1904. Для существования Г. п. достаточно потребовать, чтобы $f(x)$ была квадратично интегрируемой ф-цией, тогда такой же будет $g(x)$.

Наиб. общая формулировка Г. п. даётся на языке *обобщенных функций*. Для преобразований Фурье $\tilde{f}(\lambda) = \int dx f(x) \exp(i\lambda x)$, $\tilde{g}(\lambda) = \int dx g(x) \exp(i\lambda x)$ от \tilde{f} -ции $f(x), g(x)$ Г. п. переходит к оператор умножения: $\tilde{g}(\lambda) = i \operatorname{sign}(\lambda) \tilde{f}(\lambda)$. Существует обратное преобразование, к-рое вместе с прямым образует пару Г. п.

$$\begin{cases} g(x) \\ f(x) \end{cases} = \pm \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{x-y} \begin{cases} f(y) \\ g(y) \end{cases}, \quad (1)$$

эквивалентную ф-лам

$$\begin{cases} g(x) \\ f(x) \end{cases} = \pm \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dt \begin{cases} f(x+t) - f(x-t) \\ g(x+t) - g(x-t) \end{cases}. \quad (2)$$

Г. п. рассматривают также в иной форме:

$$\begin{cases} g(x) \\ f(x) \end{cases} = \pm \frac{1}{2\pi} P \int_{-\pi}^{\pi} dt \operatorname{ctg} \frac{t-x}{2} \begin{cases} f(t) \\ g(t) \end{cases}, \quad (3)$$

предполагается, что $f(t)$ удовлетворяет условию $\int_{-\pi}^{\pi} dt f(t) = 0$, тогда тем же свойством обладает $g(x)$.

Φ -цию $(x-y)^{-1}$ наз. ядром Коши, а Φ -цию $\operatorname{ctg} \frac{t-x}{2}$ — ядром Гильберта. Вещественная и мнимая части аналитич. Φ -ции, не имеющие особенностей в верх. полуплоскости и достаточно быстро убывающей на бесконечности, связаны Г. п. (1); в этом случае оно носит наз. *дисперсионного соотношения*. Г. п. применяют при описании волновых процессов в диспергирующих средах в оптике, эл.-динамике, акустике, гидро- и аэродинамике, сейсмологии, а также в квантовой теории поля.

Лит.: Трикоми Ф., Интегральные уравнения, пер. с англ., М., 1960; Земляна А. Г., Интегральные преобразования обобщенных функций, пер. с англ., М., 1974.

А. И. Осека.
ГИЛЬБЕРТОВО ПРОСТРАНСТВО — комплексное векторное пространство, являющееся бесконечномерным полным евклидовым пространством. Это означает, что Г. п. \mathcal{H} есть множество элементов, на к-ром, помимо операций векторного пространства (сложения и умножения на число), задана также комплекснозначная Φ -ция от пары аргументов x, y из \mathcal{H} , обозначаемая (x, y) и удовлетворяющая след. условиям (аксиомам): 1) $(x, x) \geq 0$; $(x, x) = 0$ лишь при $x=0$; 2) $(x, y+z) = (x, y) + (x, z)$; 3) $(x, \alpha y) = \alpha(x, y)$, $\alpha \in \mathbb{C}^1$; 4) $(x, y) = (y, x)^*$; * означает комплексное сопряжение (иногда рассматривают вещественные Г. п., к-рые являются векторными пространствами над полем \mathbb{R}^1 и удовлетворяют аксиоме 3 $\in \mathbb{C}^1$). Φ -ция (x, y) наз. скалярным или интринсивным произведением. В силу аксиомы 1 на \mathcal{H} также определена неотрицат. Φ -ция $\|x\| = \sqrt{(x, x)}$, к-рая обладает всеми свойствами нормы на векторном пространстве; по отношению к ней \mathcal{H} является нормированным и банаховым (т. е. полным нормированным) пространством.

Данное определение соответствует т. н. абстрактному Г. п.; выбирая в качестве элементов \mathcal{H} последовательности, Φ -ция или операторы определенных типов, получают разл. классы конкретных Г. п. Примеры: 1) пространство \mathbb{R}^2 — совокупность всех последовательностей $x = \{x_n\}$, где x_n — комплексные числа, удовлетворяющие

условию: $\sum_{n=1}^{\infty} |x_n|^2 < \infty$. Умножение на число, сложение и скалярное произведение задаются ф-лами: $\alpha x = \{\alpha x_n\}$; $x+y = \{x_n+y_n\}$; $(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} x_n y_n^*$. Аналогично построено пространство состояний конечномерной квантовой системы в представлении итеричного квантования.

2) Пространство $L^2(a, b)$ — совокупность всех комплекснозначных Φ -ций, интегрируемых с квадратом на промежутке $[a, b]$ вещественной оси. Скалярное произведение Φ -ций f, g из $L^2(a, b)$ задается ф-лой $(f, g) = \int_a^b f(x) g^*(x) dx$. Обобщением на случай $a = -\infty, b = \infty$ является пространство $L^2(\mathbb{R}^1)$.

3) Пространство $L^2(\mathbb{R}^1, d\mu)$ — совокупность всех комплекснозначных Φ -ций f , интегрируемых с квадратом на \mathbb{R}^1 по нек-рой мере μ . Скалярное произведение задается ф-лой $(f, g) = \int f(x) g^*(x) d\mu(x)$. Примеры 2 и 3

описывают собственные Φ -ции одномерного урав-ния Шрёдингера, собственные Φ -ции красных лучей в методе разделения переменных и т. д.

4) Пространство $\mathcal{H}(D)$ — совокупность всех аналитич. Φ -ций в единичном круге D комплексной плоскости. Скалярное произведение задается ф-лой $(f, g) = \int_D f(z) g^*(z) dz d\bar{z}, z = x+iy$. Понятие Г. п. возникло

в нач. 20 в. в осн. благодаря работам Д. Гильберта. Нередко (напр., при квантовании эл.-магн. поля) приходится рассматривать пространства, к-рые не являются полными в смысле сходимости по норме $\| \cdot \|$ (или) допускают равенство $(x, x) = 0$ для нек-рых $x \neq 0$. Каждое такое пространство наз. в р е д и г и л ь б е р т о в ы м; существует стандартная процедура, позволяющая достроить его до обычного Г. п. Высший подкласс составляют с е п а р а б е л ь н ы е Г. п., размерность к-рых (в смысле векторных пространств) равна мощности счётного множества. Данный подкласс весьма широк (в частности, все Г. п. в примерах 1—4 сепарабельны; все подпространства сепарабельного Г. п. сепарабельны) и является основным для физ. приложений: в большинстве физ. моделей число состояний счётно. Любые 2 сепарабельных Г. п. изоморфны между собой, что позволяет выбрать удобную для физ. интерпретации форму. (Изоморфизм Г. п. \mathcal{H}_1 и \mathcal{H}_2 определяется как взаимно однозначное соответствие, сохраняющее линейные соотношения в \mathcal{H}_1 и \mathcal{H}_2 и скалярное произведение.) Как всякому топологич. векторному пространству Г. п. \mathcal{H} сопоставляется сопряжённое векторное пространство \mathcal{H}^* линейных непрерывных функционалов на \mathcal{H} ; важное отличит. свойство Г. п. составляет т е о р е м а Р и с с а, согласно к-рой \mathcal{H}^* изоморфно \mathcal{H} и для любого $f \in \mathcal{H}^*$ найдётся единств. элемент $x \in \mathcal{H}$, такой, что $f(y) = (x, y)$ для всех $y \in \mathcal{H}$.

Геометрия Г. п. является непосредств. обобщением геометрии конечномерных евклидовых пространств. Как и в любом евклидовом пространстве, в Г. п. имеют место 2 фундам. соотношения: и с р а в е н с т в о К о ш и — Б у н з а в и к о в с к о г о — Ш в а р ц а $(x, y) \leq \|x\| \|y\|$ и т е о р е м а П а р а л л е л о г р а м м а $\|x+y\|^2 + \|x-y\|^2 = 2 \|x\|^2 + 2 \|y\|^2$ для любых $x, y \in \mathcal{H}$ (последнее свойство является необходимым и достаточным критерием, выделяющим евклидовы пространства в классе нормированных пространств). Обширный спектр геом. свойств связан с отношением ортогональности: 2 вектора $x, y \in \mathcal{H}$ (или 2 множества $M, N \subset \mathcal{H}$) наз. взаимно ортогональными, если $(x, y) = 0$ (или соответственно $(x, w) = 0$ для всех $w \in N$). Для каждого подпространства $M \subset \mathcal{H}$ множество всех векторов из \mathcal{H} , ортогональных к M , образует подпространство M^\perp , наз. ортогональным дополнением к M и обладающее тем свойством, что $M \oplus M^\perp = \mathcal{H}$ (\oplus обозначает прямую сумму подпространств векторного пространства, в случае Г. п. отличающуюся тем дополнит. свойством, что элементы этой суммы взаимно ортогональны). Размерность M равна координатности M^\perp , $M^\perp \perp M$. Каждый вектор $x \in \mathcal{H}$ можно однозначно предствить в виде $x = z + w$, где $z \in M, w \in M^\perp$; вектор z наз. проекцией x на M . На этом

основано, напр., выделение физ. степеней свободы в калибровочных теориях.

Одним из гл. орудий анализа и конкретных расчётов в Г. п. служат ортонормированные базисы (ОБ). Набор $\{e_\alpha\}$, $\alpha \in A$ элементов Г. п. \mathcal{H} (A — произвольное, но обязательно счётное, множество индексов) наз. ортонормированной системой, если $\langle e_\alpha, e_\beta \rangle = \delta_{\alpha\beta}$, где символ Кронекера $\delta_{\alpha\beta}$ равен 1 при $\alpha = \beta$ и 0 при $\alpha \neq \beta$. Эта система наз. полной (или замкнутой), если любой вектор, ортогональный ко всем e_α , $\alpha \in A$, равен 0. Всякая полная ортонормированная система наз. ОБ в \mathcal{H} . Примеры ОБ: 1) система тригонометрич. ф-ций $\{\exp i n \ln t\}$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ в $L^2(0, 1)$; 2) система полиномов Лежандра $P_n(x)$ (см. *Ортогональные полиномы*) в $L^2(-1, 1)$; 3) система полиномов Лагерра $L_n(x)$ в $L^2(0, \infty)$, $e^{-x} dx$; 4) система полиномов Эрмита $H_n(x)$ в $L^2(-\infty, \infty)$, $e^{-x^2} dx$. Во всяком Г. п. существует ОБ, все ОБ данного Г. п. равносильны, и их мощность равна размерности \mathcal{H} ; в частности, \mathcal{H} является сепарабельным тогда и только тогда, когда в нём существует счётный ОБ. Осн. свойство ОБ $\{e_\alpha\}$, $\alpha \in A$: любой вектор $x \in \mathcal{H}$ обладает однозначным разложением в виде $x = \sum_{\alpha \in A} c_\alpha e_\alpha$; при этом

$$e_\alpha = (x, e_\alpha) \text{ и } \|x\|^2 = \sum_{\alpha \in A} |c_\alpha|^2.$$

Последнее равенство наз. равенством Парсеваля, а также, с учётом его очевидной геомет. интерпретации, теоремой Пифагора; числовые множители c_α наз. коэф. Фурье вектора x в ОБ $\{e_\alpha\}$. Простота и удобство ОБ сделали их общепринятыми в физ. приложениях, поэтому в физике предпочтительнее сепарабельные Г. п., для к-рых существует стандартный метод построения ОБ из произвольной системы линейно независимых векторов u_1, u_2, \dots , имеющей плотную в \mathcal{H} линейную оболочку. Данный метод наз. в процессе ортогонализации α и Грама — Шмидта и состоит в рекурсивном построении ОБ $\{e_j\}_{j=1}^\infty$ из векторов u_j с помощью веномат. системы $\{v_j\}$, определяемой ф-лами:

$$v_1 = u_1; v_2 = u_2 - \|v_1\|^{-2} (v_1, u_2) v_1; \dots; \\ v_n = u_n - \sum_{k=1}^{n-1} \|v_k\|^{-2} (v_k, u_n) v_k;$$

векторам искомого ОБ тогда будут $e_j = v_j / \|v_j\|$, причём для любого $n=1, 2, \dots$ линейные оболочки наборов $\{e_1, \dots, e_n\}$ и $\{u_1, \dots, u_n\}$ совпадают между собой. Указанный процесс служит обычным способом построения ортонормированных систем ф-ций; в частности, все ортогональные полиномы в примерах 2—4 получаются путём ортогонализации системы одночленов $1, x, x^2, \dots$ в соответствующих Г. п.

Применения Г. п. В матем. и физ. приложениях возникают разл. классы пространств, являющихся обобщениями Г. п.: 1) пространства l^p и L^p , $p \geq 1$. Пространство l^p — совокупность всех числовых последовательностей $x = \{x_n\}$, удовлетворяющих условию: $\sum_{n=1}^{\infty} |x_n|^p < \infty$. Это линейное нормированное про-

странство с нормой $\|x\| = \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} |x_n|^p \right\}^{1/p}$. $L^p(a, b)$ — совокупность всех комплекснозначных ф-ций, суммируемых с p -й степенью на промежутке $[a, b]$, есть также линейное нормированное пространство с нормой $\|f\| = \left[\int_a^b |f(x)|^p dx \right]^{1/p}$ (ф-ции, совпадающие между собой почти всюду по мере Лебега на $[a, b]$, отождествляются). Осн. область применения этих пространств составляют ур-ния матем. физики. 2) Пространства с *инdefинитной метрикой*, со скалярным произведением $\langle x, y \rangle$, пе-

довольствующим, вообще говоря, аксиомам 1 и 4. В конечном случае такие пространства наз. *псевдоевклидовыми*, к их числу принадлежат в частности, *Минковского пространства-времени* без учёта кривизны. В бесконечном случае наиб. важный класс пространств с *инdefинитной метрикой* образуют т. н. *J*-пространства, или пространства Крейна. В них, наряду с *инdefинитным скалярным произведением* $\langle x, y \rangle$, действует также обычное скалярное произведение (x, y) , по отношению к-рому каждое такое пространство \mathcal{H} является Г. п.; оба произведения связаны между собой посредством т. н. метрич. оператора, или оператора Грама J : $\langle x, y \rangle = (x, Jy)$ для всех $x, y \in \mathcal{H}$; $J = P_+ - P_-$, где P_\pm — проекционные операторы в \mathcal{H} , такие, что $P_+ + P_- = I$ (I — единичный оператор). Пространства Крейна применяются в механике и в ряде моделей *квантовой теории поля*; они используются для строгой формулировки калибровочной квантовой теории поля. 3) Обобщениями е Г. п. (ОГП) представляются собой расширения Г. п. \mathcal{H} , включающие не содержащиеся в \mathcal{H} элементы и получаемые с помощью выделения плотного линейного подмножества Ω в Г. п. (любой элемент из \mathcal{H} является пределом последовательности элементов из Ω). Подмножество Ω можно наделить своей топологией, более сильной, чем топология \mathcal{H} , и определить сопряжённую топологию, пространство Ω^* ; поскольку из $\Omega \subset \mathcal{H}$ следует, что $\Omega^* \supset \mathcal{H}^*$, а $\mathcal{H}^* = \mathcal{H}$ (с точностью до изоморфизма), получается конструкция из 3 пространств — триплет $\Omega \subset \mathcal{H} \subset \Omega^*$, к-рый и носит назв. ОГП. Введение расширенного пространства Ω^* — стандартный приём при рассмотрении неограниченных операторов и операторов с непрерывным спектром. Поскольку такие операторы типичны для физ. задач (напр., операторы координаты и импульса), то ОГП находят применение во мн. областях физики. Одна из таких областей — аксиоматич. квантовая теория поля, где формализм к-рой можно развить исходя из ОГП $S(\mathcal{R}) \subset L^2(\mathcal{R}^4) \subset S^*(\mathcal{R}^4)$, где S — пространство осн. ф-ций Шварца, а S^* — сопряжённое к нему пространство *обобщённых функций* умеренного роста.

Сфера применений Г. п. в совр. физике почти неограничена. Г. п. — центральный матем. объект, лежащий в основе всего аппарата квантовой физики. Представление множества состояний физ. системы с помощью Г. п. есть фундам. элемент матем. структуры в самом широком спектре физ. теорий: квантовой механике, квантовой статистике, физике, классич. и квантовой теории поля; оно является возможным также и в классич. механике. Такой же универсальностью обладает и представление наблюдаемых физ. систем с помощью самосопряжённых операторов в Г. п. Наиб. тесная связь, достигающая почти полного сращения между физ. и матем. исследованием, сложилась между аппаратом Г. п. и квантовой механикой. Наконец, широкие и разнообразные применения Г. п. находят при изучении ур-н матем. физики, описывающих разл. физ. процессы.

Лит.: А х м е з е р П. Н., Г а з з а м а н Н. М., *Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве*, 2 изд., М., 1966; М о р е н К., *Методы гильбертова пространства*, пер. с польск., М., 1963; Х а л м о ш И., *Гильбертово пространство*, пер. с англ., М., 1970; Р и х т м а й с е р Р., *Принципы современной математической физики*, пер. с англ., т. 1, М., 1982. С. С. Х о р ж и й.

ГИНЗБУРГА ЧИСЛО — безразмерная постоянная, характеризующая интенсивность тепловых флуктуаций параметра порядка при фазовом переходе 2-го рода. Назв. по имени В. Л. Гинзбурга. Г. ч. можно выразить через радиус взаимодвижения частиц в системе γ_0 и характерную величину радиуса корреляции r_c вдали от точки перехода: $Gi \approx (r_c/r_0)^2$. Г. ч. определяет область применимости *Ландау теории* фазовых переходов 2-го рода: $Gi \ll (T - T_c)/T_c \ll 1$, где T — темп-ра, T_c — критич. темп-ра. Для существоваия области применимости теории Ландау необходимо выполнение условия $Gi \ll 1$. Это условие выполняется для сверх-

проводников (где $Gt \sim 10^{-14}$), нек-рых сегнетоэлектриков и жидких кристаллов. М. В. Фейсман, ГИЗБУРГА — ЛАНДАУ ТЕОРИЯ — феноменологич. теория сверхпроводимости, основанная на теории Л. Д. Ландау фазовых переходов второго рода.

Отправным пунктом теории является выражение для свободной энергии F сверхпроводника как функционала от Ψ — комплексного параметра порядка (после построения микроскопич. теории сверхпроводимости оказалось, что параметр Ψ сверхпроводящего состояния в Г.—Л. т. пропорционален волновой функции конденсата куперовских пар электронов в сверхпроводнике или, иными словами, щели в энергетич. спектре электронов сверхпроводника).

Согласно Г.—Л. т., при темп-ре T_c сверхпроводящего фазового перехода параметр порядка Ψ обращается в нуль, поэтому вблизи T_c (при $T - T_c \ll T_c$) значение Ψ мало и можно осуществить разложение свободной энергии F сверхпроводника в магн. поле по малому параметру Ψ и его градиентам:

$$F = F_{n0} + \int \left\{ \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\hbar^2}{4m} \left| \left(\nabla - \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \Psi \right|^2 + a |\Psi|^2 + \frac{b}{2} |\Psi|^4 \right\} dV, \quad (1)$$

где F_{n0} — свободная энергия в нормальном (несверхпроводящем) состоянии в отсутствие магн. поля, m и e — масса и заряд электрона, \mathbf{B} и \mathbf{A} — индукция и векторный потенциал магн. поля, a и b — феноменологич. коэф. [а зависит от темп-ры: $a = \alpha(T - T_c)$, коэф. $\alpha > 0$; $b > 0$ и не зависит от T]. Интегрирование в (1) ведётся по объёму сверхпроводника. Наличие коэф. 2 перед \mathbf{A} в (1) есть следствие саривания электронов в сверхпроводнике (Купера — Эффенга), этот коэф. не мог быть определен феноменологически и появился только после создания микроскопич. теории сверхпроводимости. В рамках Бардина — Купера — Шриффера модели для чистых металлов коэф. α и b соотношением равны:

$$\alpha = 6\pi^2 T_c / 7 \zeta(x) T_F = 7,04 T_c / T_F; \quad b = \alpha T_c n_e,$$

где $\zeta(x) = \zeta$ — функция Римана, $T_F = p_F^2 / 2m$ — вырожденная темп-ра электронов, $n_e = p_F^3 / 3\pi^2 \hbar^3$ — плотность электронов, p_F — фермиевский импульс. Пространственное распределение параметра порядка и магн. поля в сверхпроводнике определяется минимизацией свободной энергии по \mathbf{A} и комплексно сопряженным величинам Ψ и Ψ^* (при варьировании ф-ции Ψ и Ψ^* следует считать независимыми). Варьирование (1) по Ψ^* при условии $\delta F = 0$ даёт:

$$\frac{1}{4m} \left(-\hbar^2 \nabla^2 - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi + a \Psi + b |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (2)$$

(аналогичное выражение получается при варьировании по Ψ). Варьирование (1) по \mathbf{A} приводит к ур-нию Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{j}, \quad (3)$$

где плотность сверхпроводящего тока \mathbf{j} определяется градиентом фазы ф-ции Ψ

$$\mathbf{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\Psi|^2 \mathbf{A}. \quad (4)$$

Граничные условия на написанном ур-нии на поверхности сверхпроводника — это непрерывность вектора \mathbf{B} и условие $\mathbf{n} \cdot (-i\hbar \nabla \Psi - 2eA\mathbf{f}/c) = 0$ (\mathbf{n} — нормаль к поверхности), обеспечивающее обращение в нуль нормальной к поверхности компонента тока.

Ур-ния (2)–(4), наз. ур-ниями Гизбурга — Ландау, вместе с Максвелла уравнениями позволяют вычислить параметр порядка, распределения полей и токов, диамагн. отклик, поверхностное натяжение на границе сверхпроводящей и нормальной фаз и др. характеристики сверхпроводника.

Поведение решений ур-ний Г.—Л. т. определяется двумя характерными масштабами длины. Это — g и λ — бина пропикновения в сверхпроводнике слабого магн. поля, не меняющего распределение параметра порядка,

$$\delta(T) = \left[\frac{mcb}{8\pi e^2 \alpha (T_c - T)} \right]^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{1/2} \delta_0,$$

где $\delta_0 = 4\pi l_e^2 / mc^2 - t$, l_e — лондоновская глубина пропикновения при $T=0$, и характерный масштаб изменения Ψ в отсутствие поля

$$\xi(T) = \hbar/2 (m\alpha)^{1/2} (T_c - T)^{1/2},$$

наз. длиной когерентности при данной темп-ре.

Существенной характеристикой сверхпроводника является безразмерный параметр $\kappa = \delta/\xi$. При $\kappa < 1/\sqrt{2}$ сверхпроводники наз. сверхпроводниками 1-го рода, при $\kappa > 1/\sqrt{2}$ — сверхпроводниками 2-го рода (обычно величина κ оказывается малой для чистых металлов: 0,01 для Al, 0,13 для Sn, 0,23 для Pb; для сплавов величина κ заметно больше). При $\kappa = 1/\sqrt{2}$ меняет знак поверхностное натяжение, являющееся отрицательным при $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Это приводит к тому, что для сверхпроводников 2-го рода в диапазоне полей между t и верхним (H_{c2}) и нижним (H_{c1}) критич. магн. полями характерно смешанное состояние — разбиение сверхпроводника на мелкие области сверхпроводящей и нормальной фаз с большой развитой поверхностью раздела. Вблизи H_{c1} сверхпроводник в осн. находится в сверхпроводящем состоянии, в него вкраплены вихревые нити или кольца, представляющие собой зародыши нормальной фазы, вблизи κ -рых сосредоточено проникающее в тело магн. поле. Сосредоточенный вблизи нити полный магн. поток квантуется и является целым кратным от элементарного кванта потока $\Phi_0 = \hbar c / 4e$ (см. М. Квантование магнитного потока).

Область применимости Г.—Л. т. задаётся условиями:

$$b^2 T_c^2 / c^2 (\hbar^2 / m^2) \ll (1 - T/T_c) \ll 1; \quad 1 - T/T_c \ll \kappa^2. \quad (5)$$

Условие малости величины $(1 - T/T_c)$ в (5) соответствует требованию малости параметра Ψ и мелкости его изменения в пространстве, а первое условие в (5) — требованию малости флуктуаций параметра порядка, возрастающих с приближением к точке фазового перехода. Эти неравенства определяются общими условиями применимости теории Ландау фазовых переходов 2-го рода.

Часть, расширитель, Г.—Л. т. наз. также описание магнетиков, сверхтекучих жидкостей и др. систем вблизи соответствующих переходов 2-го рода при использовании разложения типа (1) с учётом градиентных членов.

Г.—Л. т. построена В. Л. Гизбургом и Л. Д. Ландау (1950). Понятие о квантованных вихрях в сверхпроводниках введено А. А. Абрикосовым (1957). Коэф. в ур-ниях Г.—Л. т. вычислены на основе микроскопич. теории сверхпроводимости Л. П. Горьковым (1959). Часть теории Гизбурга — Ландау для сверхпроводников наз. также теорией Гизбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова (ГЛАГ-теорией).

Лит.: Де Жакен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; Са и Яма Д., Барва Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Ли Фши и Е. М., Игтаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. А. Э. Мейерович, ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ (от греч. дурей — над, сверх, выше) — частное решение гипергеом. ур-ния (ур-ния Гаусса)

$$z(1-z)u'' + [\gamma - (\alpha + \beta + 1)z]u' - \alpha\beta u = 0, \quad (*)$$

регулярное в окрестности точки $z=0$ комплексной плоскости при $\gamma \neq 0, -1, -2, \dots$ и любых значениях α и β .

Г. ф. при $|z| < 1$ представляется с помощью гипергеом. ряда (ряд а Гаусса)

$$u_1(z) = F(\alpha, \beta; \gamma; z) = 1 + \frac{\alpha\beta}{\gamma} \frac{z}{1} + \frac{(\alpha+1)(\beta+1)z^2}{(\gamma+1)2!} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha)_n(\beta)_n z^n}{(\gamma)_n n!},$$

где $(a)_n = a(a+1)\dots(a+n-1) = \Gamma(a+n)/\Gamma(a)$.

Основное интегральное представление

$$F(\alpha, \beta; \gamma; z) = \frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\gamma-\alpha)} \int_0^1 t^{\alpha-1}(1-t)^{\gamma-\alpha-1}(1-tz)^{-\beta} dt$$

при $Re\gamma > Re\alpha > 0$ определяет однозначную ф-цию, регулярную во всей плоскости z с разрезом вдоль вещественной оси при $z \geq 1$. Справедлива ф-ла дифференцирования:

$$\frac{d}{dz} F(\alpha, \beta; \gamma; z) = \frac{\alpha\beta}{\gamma} F(\alpha+1, \beta+1; \gamma+1; z).$$

Любые три ф-ции $F(\alpha_i, \beta_i; \gamma_i; z)$, $i=1, 2, 3$, в случае, когда $\alpha_i - \alpha_k, \beta_i - \beta_k, \gamma_i - \gamma_k$ — целые числа, связаны между собой соотношением

$$\sum_{i=1}^3 C_i(z) F(\alpha_i, \beta_i; \gamma_i; z) = 0, \text{ где } C_i(z) - \text{нек-рые полиномы по } z. \text{ Существуют также функциональные соотношения, напр.}$$

$$F(\alpha, \beta; \gamma; z) = F(\beta, \alpha; \gamma; z), \\ F(\alpha, \beta; \gamma; z) = (1-z)^{-\alpha-\beta} F(\gamma-\alpha, \gamma-\beta; \gamma; z).$$

Если α или β — нуль или целое отрицат. число, то Г. ф. превращается в полином, k -ый с точностью до пост. множителя совпадает с полиномом Якоби (см. *Ортogonalные полиномы*). Через Г. ф. выражаются многие элементарные и спец. ф-ции, напр. сферич. ф-ции, эллиптич. интегралы и т. д. (см. также *Вырожденная гипергеометрическая функция*). Г. ф. находят применение в квантовой механике, теории волн и др. областях. Второе линейно независимое решение ур-ния (*) при $\gamma \neq 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ можно записать след. образом:

$$u_2(z) = z^{-1} {}_2F_1(\alpha - \gamma + 1, \beta - \gamma + 1; 2 - \gamma; z).$$

Обобщённая гипергеом. ф-ция задается т. н. обобщённым гипергеом. рядом

$${}_pF_q(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p; \gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_q; z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha_1)_n (\alpha_2)_n \dots (\alpha_p)_n z^n}{(\gamma_1)_n (\gamma_2)_n \dots (\gamma_q)_n n!}.$$

В этих обозначениях $F(\alpha, \beta; \gamma; z) = {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; z)$. Существуют обобщения Г. ф. на случай многих переменных.

Лит.: Бейтмен Г., Эрдей А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., т. 1, 2 изд., М., 1973; Н и в и Ф о р а в а Ф., Уй а р о в В. В., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979.

ГИПЕРЗАРЯД (Y) — одна из характеристик адронов, принадлежащих заданному изотопическому мультиплету, определяющая отклонение величины электрич. заряда (Q) каждого адрона мультиплета от значения третьей проекции *изотопического спина* (I_3). Это свойство Г. находит отражение в ф-ле Гелл-Манна — Нипиджми: $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$. Поскольку для каждого изомультплета $\sum I_3 = 0$, можно также сказать, что $Y = 2\langle Q \rangle$, где $\langle Q \rangle$ — ср. электрич. заряд частиц данного изомультплета. Через введ. квантовые числа адронов Г. выражается след. образом: $Y = B + S + C - b + t$, где

B — барионный заряд, S — странность, C — очарова-

ние, b — красота, t — аддитивное квантовое число, связанное с t -кварками.

Иногда при описании кварков и лептонов, классифицируемых по значениям слабого и изоспина I^w , используются термин *слабый гиперзаряд* Y^w . Он играет ту же роль в обобщении ф-л Гелл-Манна — Нипиджми: $Q = I_3^w + \frac{1}{2}Y^w$, что и обычный Г., однако, в отличие от последнего, слабый Г. является источником *квантового поля*, участвующего в *электрослабом взаимодействии*. Значения Y^w связаны со знаком *спиральности* лептонов и кварков. Для всех поколений левых (L) лептонов $Y^w = -1$ (т. к. $I_3^w = 1/2$), для всех поколений левых кварков $Y^w = 1/3$; для правых (R) лептонов и кварков всех поколений $Y^w = 2Q$ (т. к. $I_3^w = 0$).

А. А. Кошар.

ГИПЕРЗВУК — *упругие волны* с частотами от 10^9 до 10^{12} – 10^{13} Гц. По физ. природе Г. ничем не отличается от звуковых и УЗ-волн. Благодаря более высоким частотам и, следовательно, меньшим, чем в области УЗ, длинам волн значительно более существенными становятся взаимодействия Г. с квазичастицами в среде — с электронами проводимости, тепловыми фононами, магнонами и др. Г. также часто представляют как поток квазичастиц — *фононов*.

Область частот Г. соответствует частотам эл.-магн. колебаний дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов (т. н. сверхвысоким частотам). Частота 10^9 Гц в воздухе при нормальном атм. давлении и комнатной темп-ре должна соответствовать длине волны Г. $3 \cdot 4 \cdot 10^{-5}$ см, т. е. одного порядка с длиной свободного пробега молекул в воздухе при этих условиях. Однако упругие волны могут распространяться в среде только при условии, что их длина волны заметно больше длины свободного пробега частиц в газах или больше межатомных расстояний в жидкостях и твёрдых телах. Поэтому в газах (в частности, в воздухе) при нормальном атм. давлении гиперзвуковые волны распространяться не могут. В жидкостях затухание Г. очень велико и дальность распространения мала. Сравнительно хорошо Г. распространяется в твёрдых телах — монокристаллах, особенно при низких темп-рах. Но даже в монокристалле кварца, отличающемся малым затуханием в нём упругих волн, продольная гиперзвуковая волна с частотой $1,5 \cdot 10^9$ Гц, распространяющаяся вдоль оси кристалла при комнатной темп-ре, ослабляется по амплитуде в 2 раза, пройдя расстояние всего в 1 см. В монокристаллах сапфира, шихота лития, железонитристого граната затухание Г. меньше, чем в кварце; напр., в шихоте лития Г. ослабляется в 2 раза на расстоянии 15 см.

Природа гиперзвука. Существует Г. теплового происхождения и искусственно возбуждаемый. Тепловые колебания атомов или ионов, составляющих кристаллич. решётку, можно рассматривать как совокупность продольных и поперечных плоских упругих волн самых разл. частот, распространяющихся по всем направлениям (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эти волны наз. *дебаевскими* волнами или *тепловыми фононами*; в области частот 10^9 – $4 \cdot 10^{13}$ Гц их рассматривают как Г. теплового происхождения. Гиперзвуковые тепловые фононы в кристалле имеют широкий спектр частот, тогда как искусственно получаемый Г. может иметь высокую степень монохроматичности. В жидкостях флукутации плотности, вызываемые тепловым движением молекул, также удобно представить как результат наложения плоских упругих волн, распространяющихся во всех направлениях. Т. о., тепловое движение непрерывно генерирует Г. как в твёрдых телах, так и в жидкостях.

До того как стало возможным получать Г. искусств. путём, изучение Г. в жидкостях и твёрдых телах проводилось гл. обр. оптич. методом (рассеяния света на Г. теплового происхождения). Было обнаружено, что рассеяние света в оптически прозрачной среде проис-

ходит с образованием неск. спектр. линий, смещённых относительно частоты падающего света на частоту Γ . (т. и. *Манделштама — Бриллюэна рассеяние*). Исследования Γ в ряде жидкостей привели к открытию в них зависимости скорости распространения Γ от частоты в нек-рых областях частот (см. *Дисперсия звука*) и аномально большого поглощения Γ в этих же областях. Изучение Γ рентг. методами показало, что тепловые колебания атомов в кристалле приводят к диффузному рассеянию рентг. лучей, к размазыванию на рентгенограмме пятен, обусловленных взаимодействием рентг. лучей с атомами, и к появлению фона. По диффузному рассеянию можно исследовать спектр гиперзвуковых волн и определять модули упругости твёрдых тел.

Излучение и приём гиперзвука. Совр. методы излучения и приёма Γ , так же как и УЗ, основываются гл. обр. на использовании явлений *пьезоэлектричества* и *магнитострикции*. Для возбуждения Γ можно использовать резонансные *пьезоэлектрические преобразователи* пластичного типа, к-рые применяются в УЗ-диапазоне частот, однако для Γ толщина таких преобразователей должна быть очень мала ввиду малости длины волны Γ . Поэтому их получают, напр., путём вакуумного напыления плёнок из пьезоэлектрич. материалов (LiNbO_3 , AlN , CdS , ZnS , ZnO и др.) на торец звукопровода; применяют и магнитострикц. плёнки резонансной толщины (напр., плёнки никеля или пермаллоя).

Используется также нерезонансный метод возбуждения Γ с поверхности диэлектрич. пьезоэлектрич. кристалла. Кристалл помещается торцом в электрич. поле СВЧ (в большинстве случаев — в *объёмный резонатор*). Скачок диэлектрич. проницаемости, к-рый имеет место на границе кристалла, приводит к появлению на его поверхности зарядов, меняющихся с частотой поля и сопровождающихся переменной пьезоэлектрич. деформацией. Эта деформация распространяется по кристаллу в виде продольной или сдвиговой упругой волны. Аналогично возбуждается Γ с поверхности магнитострикц. кристаллов, в этом случае торец кристалла помещается в магнитное поле СВЧ. Однако эти методы генерации и приёма Γ отличаются малой эффективностью ирриазования эл.-магн. энергии в акустическую (порядка неск. процентов). Для генерации Γ всё чаще применяются лазерные источники, а также устройства на сверхпроводниках.

Распространение гиперзвука в твёрдых телах. На дальность распространения Γ в твёрдых телах большое влияние оказывают его взаимодействия с тепловыми фонами, электронами, магнонами (*спиновыми волнами*) и др.

В кристаллах диэлектриков, не содержащих свободных носителей зарядов, затухание Γ определяется в осн. его нелинейным взаимодействием с тепловыми фонами. На сравнительно низких частотах действует т. и. механизм «фонной вязкости» (механизм A и B с р. а). Он заключается в том, что упругая волна нарушает равновесное распределение тепловых фононов и перераспределение энергии между разл. фонами приводит к необратимому процессу диссипации энергии. Этот механизм имеет релаксационный характер, а роль времени релаксации τ играет время жизни фона. Механизм «фонной вязкости» даёт вклад в поглощение как продольных, так и поперечных волн. Он является доминирующим при комнатных темп.-рах, при к-рых выполняется условие $\omega\tau \ll 1$ (где ω — круговая частота Γ).

В области $\omega \sim 10^{10} - 10^{11}$ Гц и при низких темп.-рах (при темп.-ре жидкого гелия), когда $\omega\tau \gg 1$, происходит непосредств. взаимодействие когерентных фононов с тепловыми, к-рое необходимо рассматривать в рамках квантовых представлений. Неупругое взаимодействие когерентного фона с тепловым приводит к появлению третьего фона с изменяющейся частотой, т. е. к уменьше-

нию числа когерентных фононов и соответственно к поглощению Γ . (т. и. механизм Ландау — Румера).

При распространении Γ в кристаллах полупроводников (а также и металлов) имеет место взаимодействие Γ с электронами проводимости (электрон-фононное взаимодействие — см. *Акустоэлектронное взаимодействие*). Осн. механизмами здесь являются эл.-магн. связь через *деформационный потенциал*, нисзоэлектрич. и магнитоупругая связь, относит. вклад к-рых определяется типом материала. В неизоэлектрич. полупроводниках связь упругих волн с носителями заряда осуществляется гл. обр. через деформационный потенциал. Особый интерес представляет распространение Γ в пьезоэлектрич. материалах (напр., кристаллах CdS), где упругие волны сопровождаются эл.-магн. волнами, и наоборот. В таких кристаллах затухание и дисперсия Γ происходит в результате его взаимодействия с пространственными зарядами, обусловленными внутр. электрич. полями. В этом случае действует также механизм электрон-фононного взаимодействия, к-рый обусловлен электрич. поляризацией, связанной с акустич. модами колебаний, и способен вызывать локальное накопление заряда и появление периодич. электрич. потенциала. Если к полупроводниковому кристаллу приложить пост. электрич. поле, вызывающее дрейф электронов со скоростью, большей скорости упругой волны, то электроны будут обгонять упругую волну, отдавая ей энергию и усиливая её. Если скорость когерентных фононов больше дрейфовой скорости электронов, то имеет место пополнит. электронное поглощение Γ . Под действием Γ в полупроводниках возникает пост. эдл или пост. ток (т. и. *акустоэлектрический эффект*). Знак эффекта зависит при этом от соотношения скорости гиперзвуковых волн и скорости электронов.

Для металлов характерны те же эффекты, что и для полупроводников, но из-за большого затухания Γ эти эффекты становятся заметными лишь при темп.-рах ниже 10К, когда вклад в затухание за счёт колебаний решётки становится незначительным. Распространение упругой волны в металле вызывает движение положит. ионов, и если электроны не успевают следовать за ними, то возникает электрич. поля, к-рые, действуя на электроны, создают электрич. ток. В случае продольной волны изменения плотности создают пространственный заряд, к-рый непосредственно генерирует электрич. поля. Для поперечных волн изменения плотности отсутствуют, но смещения положит. ионов вызывают осциллирующие магн. поля, создающие электрич. поле, действующее на электроны. Т. о., электроны получают энергию от упругой волны и теряют её в процессах столкновения, ответственных за электрич. сопротивление. Электроны релаксируют путём столкновений с решёткой положит. ионов (примесями, тепловыми фонами и т. д.), в результате чего часть энергии возвращается обратно к упругой волне, к-рая переносится решёткой положит. ионов. Затухание Γ в чистых металлах при низких темп.-рах пропорционально частоте. Если металл — сверхпроводник, то при темп.-ре перехода в сверхпроводящее состояние электронное поглощение резко уменьшается. Это объясняется тем, что с решёткой, а следовательно, и с упругой волной взаимодействуют только нормальные электронные проводимости, число к-рых уменьшается с понижением темп.-ра, а сверхпроводящие электроны (объединённые в куперовские пары — см. *Сверхпроводимость*), число к-рых при этом растёт, в поглощении Γ не участвуют. Разрушение сверхпроводимости внеш. магн. полем приводит к резкому возрастанию поглощения.

Пост. магн. поле существенно влияет на движение электронов, искривляя их траектории, что сказывается на характере акустоэлектронного взаимодействия в металлах. При этом на определ. частотах упругих волн возможен ряд резонансных явлений, напр. кван-

товые осцилляции (*де Хава* — *ван Альфена эффект* и *Шубникова — де Хааса эффект*) и акустич. *циклотронный резонанс*. Изучение затухания Γ в металлах на электронных проводимости позволяет получать важные характеристики металлов (поверхности Ферми, энергия, связь в сверхпроводниках и др.).

В парамагнетиках при прохождении Γ подпадающей частоты и поляризации в результате *спин-фононного взаимодействия* может вызвать изменение магн. состояния атомов. Так, Γ частотой $\sim 10^{10}$ Ц, распространяясь в кристаллах парамагнетиков, помещённых в магн. поле напряжённостью ~ 1000 Э, может вызвать переход атома с одного магн. уровня на другой, сообщая ему определённую энергию. При этом происходит избират. поглощение Γ на частоте, соответствующей разности уровней, т. е. возникает *акустический парамагнитный резонанс* (АПР). При помощи АПР оказывается возможным изучать переходы между такими уровнями атомов в парамагнетиках, к-рые являются запрещёнными для *электронного парамагнитного резонанса*. В магнитоупорядоченных кристаллах (антиферро- и ферромагнетиках, ферримагнетиках), помимо рассмотренных выше взаимодействий Γ с веществом, появляются другие, где играют роль магнитоупругие взаимодействия (магн.-фононные взаимодействия). Так, распространение гиперзвуковой волны вызывает появление *спиновой волны*, и наоборот, спиновая волна вызывает появление гиперзвуковой волны. Поэтому в общем случае в таких кристаллах распространяются не чисто спиновые или упругие волны, а связанные *магнитоупругие волны*.

Взаимодействие гиперзвука со светом. Изменения показателя преломления эл.-магн. волны под действием упругой волны обуславливают фотон-фононное взаимодействие. Примерами такого взаимодействия являются *дифракция света на ультразвуке*, а также спонтанное и вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна. К такого рода взаимодействию можно отнести и возникновение упругой волны под действием эл.-магн. волны в результате эффекта алектрострикции. На частотах Γ преобладает т. н. брэгговская дифракция, при к-рой для дифрагиров. света наблюдаются только нулевой и первый порядки. Частота дифрагиров. света равна $\Omega = \omega$ (стоксова компонента) либо $\Omega = \omega$ (антистоксова компонента), где ω — частота падающего света, ω — частота Γ . Этот процесс можно представить как рассеяние фотона на фононе, при этом знак « \pm » соответствует испусканию фонона, а знак « $-$ » — поглощению.

При *Мандельштама — Бриллюэна* рассеянии механизм взаимодействия света с тепловыми колебаниями кристаллич. решётки (тепловыми фононами) является таким же, как и для рассмотренного выше случая дифракции света с искусственно возбуждённым Γ (когерентными фононами), однако в этом случае свет рассеивается во всех направлениях. При достаточно больших интенсивностях, когда напряжённость эл. поля в падающей световой волне $\sim 10^4 - 10^8$ В/см, это поле может влиять на гиперзвуковую волну, на к-рой происходит рассеяние, обеспечивая непрерывную подкачку в неё энергии. В результате происходит генерация интенсивного Γ — т. н. вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна.

Свойства Γ позволяют использовать его для исследования состояния вещества, особенно в физике твёрдого тела. Существ. роль играет использование Γ для т. н. акустич. линий задержки в области СВЧ, а также для создания др. устройств *акустоэлектроники* и *акустооптики*.

Лит.: Физическая акустика, под ред. У. Мозера, Р. Тертона, пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Таркер Дж., Рэмплтон В., Гиперзвук в физике твёрдого тела, пер. с англ., М., 1973; Магнитная вентоакустика, М., 1977.

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ — предельный случай сверхзвукового течения газа, при к-ром скорость v частиц газа во всей области течения или в её значит. части

намного превосходит скорость звука a в газе, так что $v \gg a$ или *Маха число* $M = v/a \gg 1$. Т. к. скорость звука по порядку величины равна ср. скорости тепловой (хаотического) движения молекул, то при Γ т. кинетич. энергия поступает движения частицы газа намного превосходит её внутр. тепловую энергию. Поэтому при Γ т. небольшие относит. изменения a в результате превращения кинетич. энергии частиц газа во внутреннюю вызывают сильное изменение внутр. тепловой энергии газа, т. е. его темп.-ры. При уменьшении кинетич. энергии, напр. при торможении газа в *ударной волне* перед объектами телом или при торможении газа в *пограничном слое* у поверхности тела, в газе могут возникать области с очень высокой темп.-рой. При изучении движения газа в этих областях необходимо учитывать происходящие в газах (в частности, в воздухе) физ.-хим. процессы: возбуждение внутр. степеней свободы молекул и их диссоциацию, хим. реакции между компонентами газа, ионизацию атомов. При достаточно большой плотности газа физ.-хим. процессы в нём происходят настолько быстро, что газ можно считать находящимся в состоянии *равновесия термодинамического* (течения газа в равновесном состоянии). В др. предельном случае газодинамич. процессы столь быстры, что за характерное для этих процессов время изменяется внутр. состояние молекул и атомов можно считать замороженным (течение газа в «замороженном» состоянии). В промежуточных случаях, напр. при полёте тел с гиперзвуковой скоростью на больших высотах, необходимо принимать во внимание конечную скорость течения в газе физ.-хим. процессов и дополнять систему ур-ний газовой динамики ур-ниями кинетики физ.-хим. процессов.

Теория Γ т. газа развивается гл. обр. в связи с проблемами *аэродинамики* — полётами спарядов, ракет и самолётов со скоростями, во много раз превышающими скорость звука, и входом в плотные слои атмосферы Земли и др. планет и торможением в ней космич. аппаратов. Эта теория, к-рая развивалась вначале для модели идеального газа применительно к задачам обтекания тел, т. н. асимптотич. теория ур-ний газовой динамики при очень больших значениях числа M ($M \rightarrow \infty$), позволила получить ряд важных результатов. При очень большом M набегающего потока, когда можно пренебречь величиной $1/M^2$ по сравнению с единицей, параметры газа (v/v_∞ , ρ/ρ_∞ , p/p_∞ , $c_w/c_{w\infty}$) в прилегающей к телу возмущённой области за ударной волной перестают зависеть от условий в набегающем потоке

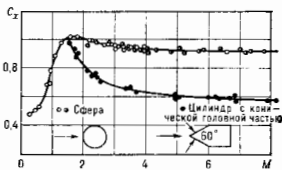


Рис. 1. Значения коэффициента сопротивления сферы и цилиндра с коэффициентом вязкой составляющей; начиная с $M = 4$ эти значения перестают заметно изменяться.

(v , ρ , p — скорость, плотность и давление газа за ударной волной, а v_∞ и ρ_∞ — соответствующие параметры в набегающем потоке). Это свойство наз. *стабильностью течения* и является около тел при гиперзвуковых скоростях; при этом стабилизация течения около туннелей вперед тел наступает при меньших значениях числа M , чем около толстых, заостренных т. н. тел аэродинамически совершенной формы (рис. 1).

Т. к. при гиперзвуковой скорости набегающего на тело потока даже при малых возмущениях скорости $\Delta v/v$ изменения давления и плотности не малы ($\sim M \Delta v/v$), то при изучении гиперзвукового обтекания тел аэродинамически совершенной формы необходимо, в отличие от обтекания их потоком с умеренной сверхзвуковой скоростью, учитывать нелинейные эффекты. Представления аэродинамики умеренных сверхзвуко-

вых скоростей α характере действующих на летат. аппараты сил и моментов, об устойчивости и управляемости аппаратов при Г. т. неупругими.

Обтекание тонких заостренных тел. При гиперзвуковом обтекании тонких, заостренных вперед тел вращения с заданным распределением

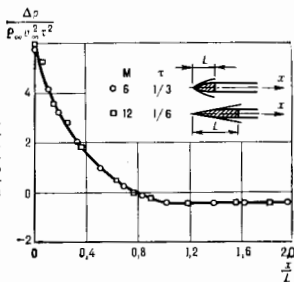
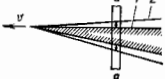


рис. 2. Экспериментальная кривая, характеризующая подобие в распределении давления по двум разным профилям при $K=2$, $\alpha=0$.

относит. толщины τ по длине L , установленных под углом атаки α , теория приводит к асимптотически верному при $1/M \rightarrow 0$, $\tau \rightarrow 0$ и $\alpha \rightarrow 0$ закону подобия: в возмущенной области между ударной волной и телом при любой комбинации определяющих величин M , τ , α продольная составляющая скорости v с точностью до членов порядка τ^2 остается равной v_∞ , а параметры \bar{v}/v_∞ , τ , ρ/ρ_∞ , $\rho/\rho_\infty v_\infty^2$ являются одинаковыми функциями величин x/L , r/L , $K=Mt$, α/τ , γ (здесь \bar{v} — составляющая вектора скорости газа в поперечном направлении к набегающему вдоль оси x потоку, r — расстояние точки от оси x , K — параметр гиперзвукового подобия, $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей газа при пост. давлении и объеме). Этот закон подобия хорошо подтверждается результатами расчетов и экспериментов (рис. 2) и может быть обобщен и на тела более сложной формы (напр., летат. аппараты с крыльями, стабилизирующими и управляющими органами). Из условия неизменности продольной скорости газа с точностью до членов $\sim \tau^2$ во всем течении следует т. п. закон

рис. 3. Схема и объяснение закона плоских сечений.



плоских сечений, или принцип эквивалентности: при движении тел в покоящемся газе с гиперзвуковой скоростью частицы газа не испытывают продольного смещения, а смещаются только перпендикулярно направлению движения тела от поверхности тела 1 к ударной волне 2 (рис. 3), оставаясь в плоскости $a-a$, т. е. движение частиц является плоским.

При гиперзвуковом обтекании тел перед ними образуются сильные ударные волны (рис. 4). Отношение плотности ρ_∞ к плотности газа за ударной волной ρ_s (для совершенного газа с постоянными теплоемкостями) равно

$$\frac{\rho_\infty}{\rho_s} = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(1 + \frac{2}{(\gamma-1) M_n^2} \right),$$

где M_n — число Маха, определенное по нормальной к ударной волне составляющей скорости набегающего потока. Сравнительно малая величина отношения ρ_∞/ρ_s при достаточно больших M_n дала основание для развития асимптотич. теории при $\epsilon = (\gamma-1)/(\gamma+1) \rightarrow 0$

(в реальных условиях $\epsilon \sim 0,10-0,15$), $1/M \rightarrow 0$ для тел конечной толщины ($\tau \sim 1$) и для тонких тел ($\tau \rightarrow 0$). Эта теория наз. теорией Ньютона — Бузема на или теорией ударного (сильно сжатого) слоя. Единств. параметром теории ударного слоя является $N = (\gamma-1)M^2$. В предельном случае $\epsilon=0$,



рис. 4. Фотография сферы, летящей с гиперзвуковой скоростью.

$1/M=0$ сжатый ударной волной до бесконечной плотности газ скользит в слое нулевой толщины по поверхности тела. А. Бузман (A. Buzeman) получил для этого случая ф-лу для давления на поверхности плоского контура или тела вращения:

$$\Delta p = \rho_\infty v_\infty^2 \left(\sin^2 \theta + \sin \theta \int_{\theta_0}^{\theta} \cos \theta dF \right)$$

(θ — угол наклона элемента поверхности тела к направлению набегающего потока, F — площадь поперечного сечения тела). Если не учитывать второе слагаемое, то ф-ла Бузема обращается в ф-лу Ньютона $\Delta p = \rho_\infty v_\infty^2 \sin^2 \theta$, к-рой пользуются при оценочных расчетах силового воздействия гиперзвукового потока на обтекаемые тела. Ф-ла Ньютона с удовлетворит. точностью определяет давление на обращенной в сторону движения части поверхности выпуклых тел; на обратной стороне тела — в аэродинамич. тень — давление не затем следует полагать равным нулю.

Влияние затупления переднего конца тела на его обтекание. Для практич. приложений большое значение имеет теория обтекания тонких тел со слегка затупленными передними концами. Если обозначить характерный размер затупления через d , то сопротивление затупления по порядку величины будет равно $1/2 \rho_\infty v_\infty^2 d^2$ ($v=1$ для плоского профиля, $v=2$ для тела вращения), а сопротивление остальной части тонкого тела, имеющего длину L и характерный угол наклона θ элемента поверхности, составит $1/2 \rho_\infty v_\infty^2 \theta^2 (L\theta)^2$. Действие на газ затупления и всего остального тела становится равными по порядку величины уже при $d/L \sim \sim \theta^{(2+v)}$, т. е. для тонкого тела ($\theta \ll 1$) при размерах затупления, в сотни и даже тысячи раз меньших продольного размера тела. Т. о., влияние малого затупления переднего конца тела при гиперзвуковой скорости необходимо учитывать даже, когда размером затупленной части тела можно пренебречь. Если при движении тела в плоском слое соблюдается принцип эквивалентности, то в момент входа в этот слой переднего конца тела наличие малого затупления вызывает мгновенный сосредоточенный подвод энергии к газу. Эта задача для симметричных условий хорошо изучена в теории одномерных неустановившихся движений газа (задача о сосредоточенном взрыве). Несмотря на приближенный характер, аналогия со взрывом позволила установить осн. закономерности влияния малого затупления переднего конца на гиперзвуковое обтекание тел, в остальном аэродинамически совершенных, и распро-

страпить на слабо затупленные тела закон подобия, k -рый был ранее сформулирован для заостренных тонких тел; при этом k параметру подобия $K = Mt$ добавляется параметр $K^* = c_1 \sqrt{Nd} / v^2 + 2N$, характеризующий влияние затупления независимо от его формы (c_1 — аэродинамич. коэф. сопотнижения затупления). Коэф. сопротивления C_x тела с затупленным передним конком выражается при этом в функции $C_x = f^2(f, K, K^*)$, k -ран, как и др. результаты аналогии со взрывом, хорошо подтверждаются экспериментами и расчетами обтекания тел с разной формой затупленной части по полным ур-ниям газовой динамики.

Гиперзвуковое течение вязкого вязкого газа. Применительно к модели вязкого и теплопроводного газа асимптотич. теория ур-ний газовой динамики при $1/M \rightarrow 0$ является более сложной, чем для идеального газа. Для решения задач гиперзвукового обтекания тел в зависимости от значений *Рейнольдса* числа Re (уменьшающегося с увеличением высоты полета), а также от значений др. характерных параметров — ϵ , N , N^* — ω — показатель степени в зависимости коэф. вязкости μ от темп-ры: $\mu = T^{\omega}$ — используются разл. асимптотич. модели. При больших значениях числа Re ($Re > 10^4$) пользуются асимптотич. моделями идеальной жидкости в сочетании с теорией пограничного слоя (ламинарного или турбулентного), учитывая физ.-хим. процессы, происходящие в газе при высокой темп-ре. С уменьшением числа Re от 10^4 всё большую часть области течения между ударной волной и телом начинает занимать слой со значит. влиянием вязкости, так что необходимо учитывать обратное влияние пограничного слоя на внеш. поток, а также влияние на пограничный слой поперечного градиента скорости во внеш. потоке.

При $Re < 10^5$ слой с влиянием вязкости занимает всю область между ударной и поверхностью тела. Для расчёта течения в этом слое используются т. н. параболизующие ур-ния Навье — Стокса, где не учитываются производные от вязких напряжений в направлении вдоль обтекаемой поверхности. Граничные условия на влестн. границе слоя получаются при этом из расматривания внутр. структуры ударной волны с учётом вязкости. Такая модель наз. моделью вязкого ударного слоя. При дальнейшем уменьшении числа Re ($Re < 10^4$) уже нельзя пренебречь толщиной ударной волны соответственно с толщиной слоя газа между ней и обтекаемым телом. Этому в условиях земной атмосферы соответствует столь низкие значения плотности газа, при k -рых газодинамич. модель сплошной среды должна заменяться молекулярно-кинетич. моделью. Теория k -т. газа смыкается здесь с теорией разреженных газов (см. *Динамика разреженных газов*).

Системы ур-ний, описывающие k -т. вязкого газа с происходящими в нём физ.-хим. превращениями и процессами переноса — теплопроводностью и диффузией компонент газа, сложны, поэтому осн. количеств. результаты, необходимые при решении задач прикладного характера (напр., при расчёте теплозащиты космич. аппаратов, входящих в атмосферу Земли или др. планет), получают из экспериментов или при помощи численных методов решения ур-ний с использованием ЭВМ.

При исследовании k -т. большое значение имеют эксперим. исследования как моделей летат. аппаратов и их элементов, так и исследования общего характера, k -рые проводятся для изучения осн. свойств течений газа и проверки выводов теории. Переход от умеренных сверхзвуковых скоростей к гиперзвуковым значительно усложняет проблему моделирования (см. *Аэродинамический эксперимент, Аэродинамическая труба*).

Теория k -т. газа, помимо её использования в задачах аэродинамики, находит применение и в др. областях науки. Она тесно связана с теорией нестационарных процессов в газах, сопровождаемых возникнове-

нием и распространением сильных ударных волн, о проблемах космич. газодинамики (обтекание планет солнечным ветром, взаимодействие солнечного ветра с галактич. газовым потоком, истечение газа в двойных звёздных системах и др.), а также с проблемой движения метеороидных тел в атмосфере Земли.

Лит.: Черныш В. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., 1939; Хейз У. Д., Гроубсман Р.-Ф., Форт гиперзвуковых течений, пер. с англ., М., 1975; Лунев В. В., Гиперзвуковая аэродинамика, М., 1975; Ньюе W. D., P. G. H. S. I. R. F., Hyperersonic flow theory, v. 1, 2 ed., N. Y., 1966; Ойатитсх К., Spezialien der Gasdynamik, W. — N. Y., 1977. Г. Г. Черныш, Г. Г. ИПЕРОНИ (от греч. *húrōs* — над, сверх, выше) — *барионы* с отличным от нуля значением странности, распадающиеся благодаря слабой (или электромгнитному) взаимодействию и имеющие вследствие этого времена жизни, на много порядков превышающие характерное время сильного взаимодействия (ядерное время, $\sim 10^{-23}$ с). Поэтому Г. условно относят к «стабильным» (точнее, к квазистабильным) частицам. Как все барионы, Г. являются адронами и имеют полувечный спин.

Первые Г. (Δ^0) открыты в космич. лучах Г. Д. Rochester (Rochester) и Г. Батлер (Butler) в 1947, однако убедит. доказательства их существования были получены в 1951. Детальное и систематич. изучение Г. стало возможным после того, как их стали получать на ускорителях заряд. частиц высокой энергии при столкновениях быстрых нуклонов, k -мезонов и k -мезонов с нуклонами атомных ядер.

К Г. относятся, но-первых, Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0 — частицы, входящие вместе с нуклонами в осн. унитарный мультиплет (октет) барионов со спином $1/2$. Кварковое содержание этих Г. указано в скобках:

$$\Lambda (uds); \Sigma^+ (uus); \Sigma^0 (uds); \Sigma^- (dds); \Xi^0 (uss); \Xi^- (dss)$$

(см. *Кварки*). При этом Λ является изотонич. синглетом (см. *Изотопическая инвариантность*) со странностью $S = -1$, Σ^{\pm} , Σ^0 — изотонич. триплетом с $S = -1$ и Ξ^0 , Ξ^- — изотонич. дублетом с $S = -2$. Λ и Σ^0 , имеющие одинаковое кварковое содержание (uds), отличаются относит. ориентацией спинов кварков и вследствие зависимости сильного взаимодействия от спина обладают разными массами. Пара (ud -кварков в Λ -Г. находится в синглетном состоянии (с обычным спином 0), а в Σ^0 -Г. [так же, как пары (u)- (\bar{u}) -кварков в его изотонич. партнёрах Σ^+ и Σ^- — в триплетном (со спином 1).

Массы Г. с разл. значениями странности больше массы нуклона из-за того, что масса странного кварка k приближительно на 150 МэВ превышает массы u , d -кварков (что является причиной нарушения $SU(3)$ -симметрии между кварками разл. типов, или ароматов). В k -рамках нарушенной (по ароматам) кварков $SU(3)$ -симметрии массы Г. хорошо согласуются с соотношением Окубо — Гелл-Манна:

$$2(m_N + m_{\Xi}) = 3m_{\Lambda} + m_{\Sigma},$$

где массы — средние по изотонич. мультиплетам. Небольшое различие в массах Г. от одного изотонич. мультиплета обусловлено тем, что масса d -кварка на веск. МэВ больше массы u -кварка.

Всё Г. из рассматриваемого унитарного октета распадается с изменением странности благодаря слабой взаимодействию и имеют время жизни $\sim 10^{-10}$ с. Исключением является эл.-магн. распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ без изменения странности, происходящий за время $\sim 5 \cdot 10^{-20}$ с. Поскольку в слабых распадах выполняется правило для изменения странности $|\Delta S| \leq 1$, распады Ξ^0 , Ξ^- происходят в осн. на Λ -Г. с последующим его распадом на нуклон и пион (возможны также значительно менее вероятные β -распады с переходом Ξ в Σ). Поэтому Ξ^0 , Ξ^- наз. как *скад н м* Г.

Г. являются также Ω^- -частица со странностью $S = -3$ и временем жизни $\sim 10^{-10}$ с, входящая в унитарный декуплет барионов со спином $1/2$ и состоящая из

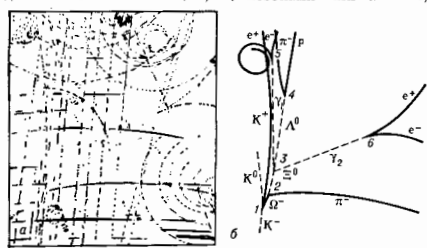
трех λ -кварков. Аналогично Ξ -Г. распад Ω^- происходит каскадным образом (рис.).

К Г. можно отнести и др. бариионы, содержащие парядку со странными кварками тяжелые кварки c , b и распадающиеся по слабому взаимодействию, напр. очарованный Г. (см. *Очарованные частицы*) $\Xi_c^+(usc)$ с массой ок. 2500 МэВ, спином $1/2$ и временем жизни $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ с.

Ω -магн. характеристики Г. (магн. моменты) с хорошей точностью предсказываются на основе простейшей кварковой модели их строения.

У всех Г. существуют соответствующие им античастицы.

При столкновениях нестранных частиц (пионов, нуклонов) или в реакциях γN (из-за сохранения странности в сильном и эл.-магн. взаимодействиях) Г. рождаются совместно с K^+ , K^0 -мезонами или анти-Г.



Фотография (а) и схематическое изображение (б) случая рождения и распада Ω^- -гиперона в жидководородной пузырьковой камере, находящейся в магнитном поле. Гиперон Ω^- рождается (в точке 1) при столкновении K^- -мезона с протоном в реакции $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+$. Ω^- распадается по слабому взаимодействию и разредена законом сохранения странности (в начальном и конечном состояниях $S=1$). Образовавшиеся частицы распадаются под действием слабого взаимодействия: $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ (в точке 2), $\Lambda^0 \rightarrow p + n$ (в точке 3), причем Λ^0 , имеющий малое время жизни, распадается практически в той же точке 3 на два γ -кванта. $\Lambda^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$, n -кварк рождает электрон-позитронные пары (точки 5, 6); $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (в точке 4).

иногда положит. значения странности. При взаимодействии нейтрино с нуклонами Г. Λ , Σ , Λ_c могут рождаться поодиночке в согласии с правилом для слабого взаимодействия $|\Delta S| \leq 1$ или $|\Delta C| \leq 1$ (С — очарование). Источником рождения Г. могут быть также распады очарованных бариионов. При высоких энергиях в столкновениях нестранных адронов рождение Λ , Σ -Г. составляет ок. 10% выхода остальных бариионов; доля рождающихся Ξ -Г. существенно меньше ($\sim 1\%$). При низких энергиях Г. интенсивно рождаются в пучках K^- , K^0 -мезонов (имеющих, как и Г., отрицат. странность). Эффективные сечения взаимодействия Г. с нуклонами при высоких энергиях меньше, чем для нуклон-нуклонных взаимодействий приблизительно на $6-7$ мб для Λ и Σ -Г. и на $12-13$ мб для Ξ -Г. Качество это объясняется тем, что входящие в состав Г. странные кварки имеют меньше эффективное сечение взаимодействия, чем u , d -кварки (такая же разница в сечениях взаимодействия наблюдается для рассеяния пионов и каонов на нуклонах).

Распады Г. происходят с характеристиками для слабого взаимодействия нарушением четности. Это проявляется, напр., в угл. асимметрии распада $\Lambda \rightarrow N + \pi$ относительно спина Λ -Г. и в связанной с ней продольной поляризации нуклонов при распаде неполяризованного Λ . Нет аксперим. указаний на то, что в распадах Г. нарушается CP -четность: существование в распадах Г., напр. в распаде $\Lambda \rightarrow N + \pi$, запрещенной по CP -четности поляризации бариионов, перпендикулярной плоскости распада, в действительности может

быть объяснено взаимодействием пиона и нуклона, образующихся в этом распаде. В адронных распадах Г. наблюдается значит. усиление переходов, в K -рых на менение изотопич. спина подчиняется правилу $\Delta I = 1/2$. Это правило, хорошо объясняющее наблюдаемые на опыте соотношения между амплитудами разл. каналов распадов Г., долгое время не удавалось теоретически обосновать. Как выяснилось, усиление переходов с $\Delta I = 1/2$ качественно следует из рассмотрения на основе квантовой хромодинамики обменов глюонами между кварками для процессов с $|\Delta S| = 1$. Все дельтаонные распады Г. (напр., $\Lambda \rightarrow p + \bar{\nu}_e$, $\Sigma^- \rightarrow n + \bar{\nu}_e$, $\Xi^0 \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ и т. д.) хорошо описываются теорией, содержащей три параметра: *Кабиббо угол* θ_C и величины т. п. D - и F -связей (см. *Слабое взаимодействие*).

При энергиях в десятки — сотни ГэВ длина пробега Г. (обладающих временем жизни $\sim 10^{-10}$ с) достигает десятков — сотен см. Это используется для создания гиперонных пучков на ускорителях высокой энергии.

Бариионы с отличной от нуля странностью в случаях, когда они обладают достаточно большой массой, способны распадаться по сильному взаимодействию и вследствие этого обладают ядерным временем жизни. Такие бариионы наз. г и е р о н н ы м и р е з о н а н с а м и [например, $\Sigma^*(1385) \rightarrow \Lambda + \pi$; $\Xi^*(1530) \rightarrow \Sigma^*(1385) + \pi$].

При взаимодействии частиц высокой энергии с ядрами могут возникать гиперядра, в K -рых один или неск. нуклонов замещены Λ -Г. Наблюдались гиперядра, содержащие один и два Λ -Г.

В принципе могли бы существовать бариионы, состоящие из четырех кварков и одного антикварка. Некоторые из таких многокварковых состояний, а именно содержащие странный антикварк \bar{s} , могли бы проявляться как Г. с положит. значением странности. Экспериментально такие Г. пока не наблюдались. Не обнаружены также предсказываемые теоретически шестикварковые состояния ($\Lambda\Lambda$).

Лит.: Окунь Л. В., Лептовн и кварки, М., 1981.

ГИПЕРЦЕПНОЕ УРАВНЕНИЕ — нелинейное интегр. уравнение для ф-ции распределения вероятности взаимного расположения нар молекул в газе или жидкости. Г. у. было получено в 1959 П. ван Левен (J. van Leeuwen), Я. Груневелд (J. Groeneveld) и Я. де Вуром (J. de Vries) и соответствует частичному суммированию диаграмм в разложении по степеням плотности (см. *Вирьяльное разложение*). Назв. связано с топологией диаграмм в этом приближении, K -рое иногда наз. к о н о л о ж и о н н ы м.

Г. у. для парной ф-ции распределения $n_2(r)$ имеет вид

$$\ln n_2(r) = -\beta V(r) + n \int ds [n_2(s) - 1 - \ln n_2(s) - \beta V(s)] [n_2(r-s) - 1],$$

где $\beta = 1/kT$, T — темп-ра, n — плотность, $V(r)$ — потенциал взаимодействия между молекулами, $n_2(r)$ нормирована так, что $\lim_{r \rightarrow \infty} n_2(r) = 1$. Г. у. можно получить

из интегр. *Орнштейна — Цернике уравнения*, связывающего парную ф-цию распределения с прямой корреляционной функцией $C(r)$, если сделать предположение о существовании функциональной связи между ними:

$$C(r) = n_2(r) - 1 - \ln n_2(r) - \beta V(r).$$

Г. у. даёт возможность получить приближённое урн.е состояния плотного газа или жидкости в области, где справедлива классич. статистич. механика. В Г. у. учитываются больше диаграмм, чем в *Перкуса — Немца уравнении*, однако оно не приводит к лучшим числ. результатам.

Лит.: Физика протил. жидкостей. Статистическая теория, пер. с англ., М., 1971, гл. 2; И с и х а р а А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973, гл. 6; В а л е с к у Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 8.

Д. И. Зубарев.

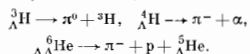
ГИПЕРЯДРА — ядерноводобные системы, состоящие из нуклонов (протонов и нейтронов) и одного или неск. гиперонов (Λ , Σ и др.). А-Г. открыты экспериментально в 1953 М. Дашыем (М. Daryus) и Е. Шнеским (J. Pilewski): в 1963 обнаружено Γ , содержащее два Λ -гиперона (д в о й о е Г.), а в 1979 открыты Σ -Г. [1, 2]. Г. обозначаются символом ${}^A_Z\Gamma$, где A — барионный заряд (суммарное число нуклонов и гиперонов), Z — символ элемента, соответствующего заряду Г., Γ — символ гиперона. Напр., ${}^3_{\Lambda}H$ — Λ -Г. с барионным зарядом 3 и электр. зарядом +1; оно состоит из протона, нейтрона и Λ -гиперона. Г. обладают нулевой странностью S , к-рая равна суммарной странности входящих в его состав гиперонов. Структура Г. определяется сильным взаимодействием нуклонов и гиперонов. Большинство Г. может находиться в неск. (основном и возбужденных) состояниях с опред. значениями полного углового момента I и четности $\pi(I^{\pi})$. Благодаря приближенной изотопической инвариантности барион-барионных взаимодействий гиперядерные состояния обладают изотопической симм. T .

Энергия связи. Энергией связи данного состояния Γ , $E_{\Lambda Z}$ наз. величина

$$B_{\Lambda} = [m(A-1Z) + m_{\Lambda} - m({}^A_Z\Gamma)]c^2,$$

где $m({}^A_Z\Gamma)$ — масса Г., $m(A-1Z)$ — масса основного состояния ядра $A-1Z$ (нуклонного остова), m_{Λ} — масса Λ -гиперона. Энергии связи основных состояний однозвучно идентифицированных Λ -Г. приведены в табл. [1, 3]. С ростом массы Г. энергии связи основного состояния Г. стремятся к неск. величине $D_{\Lambda} \approx 30$ МэВ (наступает насыщение гиперон-ядерных сил [4]).

Распады гиперидер. Г. нестабильны; различают распады, обусловленные сильным и слабым взаимодействием (слабые и сильные распады [4, 4, 5]). Наибольшее время жизни, сравнимое со временем жизни τ свободного Λ -гиперона ($\tau = 2,6 \cdot 10^{-10}$ с), имеют основные состояния Λ -Г., сильные распады к-рых запрещены энергетически. Слабые распады Г. происходят с изменением странности благодаря процессам: $\Lambda \rightarrow p + \pi^{-}$, $\Lambda \rightarrow n + \pi^{0}$ ($Q \approx 40$ МэВ) и $\Lambda + N \rightarrow p + N$ (N — нуклон, $Q = 176$ МэВ), в к-рых энергевыделение Q заимство пренмает энергию связи Λ -гиперона в ядре. Слабые распады с образованием Δ -мезонов (мезонных распады) существуют для легких Г.:



Для Г. с $A > 5$ в слабых распадах доминируют безмезонные распады (т. н. безмезонные моды), продуктами к-рых являются нуклоны и ядра.

В сильных распадах Г. сохраняется странность. Их характерное время (время жизни Г.) $\tau \sim 10^{-21} - 10^{-23}$ с. Продуктами распада являются гипероны или Г., нуклоны и ядра. Так распадаются все возбужденные состояния (*) Λ -Г. (${}^6_{\Lambda}Be^{*} \rightarrow {}^5_{\Lambda}He + {}^4He$; ${}^7_{\Lambda}C^{*} \rightarrow p + {}^6_{\Lambda}B$; ${}^8_{\Lambda}Li^{*} \rightarrow {}^4_{\Lambda}H + 2p$), основные состояния нек-рых Λ -Г. (${}^6_{\Lambda}Li \rightarrow {}^5_{\Lambda}He + p$), а также Σ -Г., особенно тех к-рых является сильный распад в результате т. н. $\Sigma - \Lambda$ конверсии: $\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N$ ($Q \approx 80$ МэВ). Сильно распадающиеся состояния Г. наблюдаются в разл. ядерных реакциях в виде резонансов с типичными значениями ширины от долей до десятков МэВ (рис. а, [2, 3, 5, 6]).

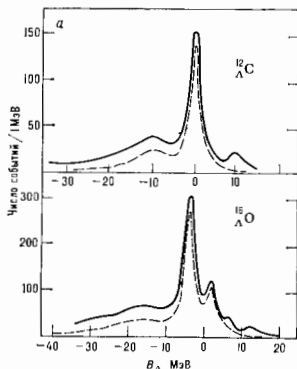
Г., находящиеся в возбужденном состоянии, сильный распад к-рого энергетически невозможен, способны переходить в состояние с более высокой энергией, испуская γ -квант: ${}^4_{\Lambda}H(I^{\pi} = 1^{+}) \rightarrow {}^4_{\Lambda}H(I^{\pi} = 0^{+}) + \gamma$. Скорость γ -перехода обычно на неск. порядков превышает

Т а б л и ц а

Гиперядро	Энергия связи, МэВ	Гиперядро	Энергия связи, МэВ
${}^3_{\Lambda}H$	0,13	${}^9_{\Lambda}Be$	6,7
${}^4_{\Lambda}H$	2,0	${}^{10}_{\Lambda}Be$	9,1
${}^4_{\Lambda}He$	2,4	${}^9_{\Lambda}B$	7,9
${}^5_{\Lambda}He$	3,1	${}^{10}_{\Lambda}B$	8,0
${}^6_{\Lambda}He$	4,2	${}^{11}_{\Lambda}B$	10,2
${}^8_{\Lambda}He$	7	${}^{12}_{\Lambda}B$	11,4
${}^6_{\Lambda}Li$	4,5	${}^{12}_{\Lambda}C$	10,8
${}^7_{\Lambda}Li$	5,6	${}^{13}_{\Lambda}C$	11,7
${}^8_{\Lambda}Li$	6,8	${}^{14}_{\Lambda}C$	12,2
${}^9_{\Lambda}Li$	8,5	${}^{15}_{\Lambda}N$	13,6
${}^7_{\Lambda}Be$	5,2	${}^{16}_{\Lambda}O$	14
${}^8_{\Lambda}Be$	6,8	${}^{32}_{\Lambda}S$	17,5

скорость слабого распада [4]. Если γ -переход подавлен, возбужденное состояние проявляется как долгоживущий изотоп [1] (см. *Изотопия ядерная*).

Экспериментальные методы. Г. образуются в реакциях с обменом странностью, напр. (K^{-} , π^{-}): $K^{-} + {}^A_Z\Gamma \rightarrow \pi^{-} + {}^A_Z\Gamma$, при взаимодействии медленных гиперонов



Сверху спектр возбужденных состояний гиперядра ${}^{12}_{\Lambda}C$, образовавшихся в результате реакции $K^{-} + {}^{12}C \rightarrow \pi^{-} + {}^{12}_{\Lambda}C$ при импульсе K^{-} -мезонов $p_K = 720$ МэВ/с и угле вылета π^{-} -мезонов $\theta = 0^{\circ}$. Пик с $B_{\Lambda} = 11$ МэВ соответствует основному состоянию Г.

${}^{12}_{\Lambda}C$ (ширина пика определяется экспериментальным разрешением). Видел когерентных переходов нуклонов на оболочках $1p_{3/2}$ ($B_{\Lambda} = 0$) и $1s_{1/2}$ ($B_{\Lambda} = -9$ МэВ) показан штриховой кривой. Внизу то же для гиперядра ${}^{16}_{\Lambda}O$. Пик с $B_{\Lambda} = 14$ МэВ соответствует основному состоянию, пик с $B_{\Lambda} = 8$ МэВ — квазиисобольному переходу, в к-ром участвует нейтрон на оболочке $1p_{3/2}$, а Λ -гиперон занимает состояние $1s_{1/2}$. Штриховой кривой показан выдел излучения когерентных переходов на оболочках $1p_{3/2}$ ($B_{\Lambda} = 3$ МэВ), $1p_{1/2}$ ($B_{\Lambda} = -3$ МэВ) и $1s_{1/2}$.

с ядрами $(\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^8\text{He} + {}^7\text{Li})$, при столкновениях частиц высокой энергии (протонов, тяжёлых ионов) с ядрами $[p + {}^A Z \rightarrow K^+ + p + {}_{\Lambda}^A(Z-1)]$, в т. в. процессах фотоядерной реакции $[\gamma + {}^A Z \rightarrow K^+ + {}_{\Lambda}^A(Z-1)]$, в антипротон-ядерных взаимодействиях $[p + {}^A Z \rightarrow K^+ + \pi^- + {}_{\Lambda}^{A-1}(Z-1)]$ и др.

Большинство свойств Г. экспериментально установлено при изучении взаимодействия K^- -мезонов с ядрами. Энергии связи и характер распада основных состояний лёгких А-Г. определены по индивидуальным событиям, зарегистрированным в *адронных фотоаппаратах эмulsion* [1]. Из гамма-спектровых экспериментов известны энергии неких низкообуждённых состояний А-Г. [3]. Осн. источником информации о возбуждённых состояниях Г. является изучение реакций (K^- , π^-) на пучках медленных K^- -мезонов [2, 3, 4, 5].

Особенностью реакции (K^- , π^-) является возможность т. н. когерентного рождения Г., происходящего с большой вероятностью в условиях безотдачной кинематики, когда импульс q , передаваемый от K^- -мезона к Г.-мезону, мал по сравнению с характерным импульсом нуклонов в ядре (фермиевский импульсом $q_F \approx 250 \text{ МэВ}/c$). В этом случае реакция обмена странностью происходит на одном нуклоне ядра ($K^- + p \rightarrow \pi^- + \Lambda$) и сопровождается мин. возмущением движения остальных нуклонов. В результате образуются преим. гиперядерные состояния, отличающиеся от ядра-мишени заменой нейтрона из некой оболочки на Λ -гиперон в том же пространстве, и спиново-магнитном состоянии. Поскольку все нейтроны данной оболочки дают когерентный вклад в образование подобных состояний, последние наз. когерентными или странностями аналогичными состояниями, а переходы в них — когерентными или квазиупругими (рис. 6, [2, 3, 5, 6]). С увеличением передаваемого импульса q , а также с ростом массы ядра-мишени возрастает относит. вероятность переходов в гиперядерные состояния, структура к-рых не аналогична структуре ядра-мишени (квазиобменные переходы [3, 5, 6]).

Теория гиперядер широко использует модели и методы, развитые для обычных ядер (см. *Оболочечная модель ядра*). Структура Г. рассматривается в рамках модели оболочек, взаимодействие гиперона с нуклонами ядра описывается с помощью эффективного гиперон-ядерного потенциала и остаточного гиперон-нуклонного взаимодействия. Экспериментально установлено, что силы притяжения в системе гиперон — ядро лишь немного уступают по интенсивности силам, действующим в обычных ядрах, но в отличие от последних слабо зависят от спинового состояния Λ -гиперона [3, 5]. Свойства м. н. состояний А-Г. (энергия связи, квантовые числа, сечения возбуждения) согласуются с моделью слабой связи, основанной на предположении, что Λ -гиперон мало влияет на структуру нуклонного остова Г. ${}^A Z$. В нуклонном приближении последняя совпадает со структурой одного из состояний обычного ядра ${}^A-1 Z$. Точные энергии и волновые функции состояний Г. получают диагонализацией остаточного взаимодействия.

Исследование Г. важно для установления связи между фундам. барон-баронными взаимодействиями и ядерной структурой и является одним из интенсивно развивающихся направлений ядерной физики.

Лит.: 1) Пневский Е., Зиминская Д., Современное состояние экспериментального исследования гиперядер, в кн.: *Ядерно-гиперонное взаимодействие и гиперядра*, М., 1978; 2) Давидович В. Н., Λ - and Σ -hypernuclear physics, в кн.: *Proceedings of the International Conference on nuclear physics*, Berkeley, 1980, ed. by N. M. Diamond, J. O. Rasmussen, Amst. — la. o., 1981; 3) P o v o h B., Nuclear physics with hyperons, в кн.: *Progress in particle and nuclear physics*, ed. by D. Wilkinson, Oxf. — la. o., 1981; 4) G a l A., Strong interactions in Λ -hyper nuclei, в кн.: *Advances in nuclear physics*, v. 8, N. Y., 1975; 5) B o g d a n o v a Л. Н., Маркуш и В. Е., Возбуждённые состояния гиперядер, «ЭЧАЯ», 1984, т. 15, с. 808; 6) О-

ver C. B., Walker G. E., The interaction of kaons with nucleons and nuclei, «Phys. Repts.», с. 89, p. 1.

Л. Н. Богданова, В. Е. Маркуш.

ГИРОМАГНИТНАЯ ЧАСТОТА (циклотронная частота) — частота вращения свободной заряженной частицы (электрона, позитрона, иона, ...) в пост. однородном магн. поле B . Заряж. частица в магн. поле движется по винтовой линии, равномерно смешается со скоростью $v_{||} = (v/B)B$ вдоль магн. поля и вращается по окружности радиуса $r = v_{\perp} / m q \omega$ со скоростью $\omega = |e| \hbar / B$ в плоскости, ортогог. магн. полю. Здесь $m = m_0(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — масса движущейся частицы, q и m_0 — заряд и масса покоя частицы, v — её мгновенная скорость, c — скорость света в вакууме. Указанное вращение происходит под действием *Лоренца силы* $F = [v B] / qc$. Частота вращения, т. е. ω , равна $\omega = \omega_0(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Величина $\omega_0 = qB/2\pi mc$, являющаяся предельным релятивистским ($v \ll c$) значением Г. ч., не зависит от скорости и определяется массой покоя частицы, её зарядом и магн. полем. В зависимости от величины магн. поля Г. ч. ω , напр. электрона, меняется в широких пределах: от неск. Гц в межзвёздной среде ($B = 10^{-6}$ Гс) и 1 МГц в земном магн. поле до 10^4 МГц в поле солнечного пятна и 10^{13} МГц в магнитосфере нейтронной звезды ($B \sim 5 \cdot 10^{12}$ Гс).

При релятивистском движении Г. ч. определяется полной массой частицы m и, следовательно, зависит от скорости (см. *Относительности теория*). Это обстоятельство наряду с релятивистским *Долгера эффектом* обуславливает смещение спектра излучения релятивистских частиц в магн. поле (см. *Синхротронное излучение*) и принципиальную возможность группировки излучающих частиц (электронов) в *лазеры на циклотронном резонансе*. Излучение эл.-магн. волн частицей, движущейся в магн. поле, происходит от Г. ч. и кратных ей частотам. В результате излучения энергии и скорость частицы уменьшаются (*реакция излучения*), а реальная траектория представляет собой криволинейную спираль (винтовую линию с перем. радиусом и шагом). При распространении в ионизов. газе (плазме) или проводящем твёрдом теле эл.-магн. волн с частотой, близкой к Г. ч. и кратным ей частотам, наблюдается *циклотронный резонанс*.

Поскольку квантово-электродинамич. описание взаимодействия эл.-магн. поля с заряд. частицей, вращающейся в однородном магн. поле, показывает, что последнюю следует рассматривать как квантовую систему с дискретным энергетич. спектром E_k (*Ландау уровни*), $k=0, 1, 2, \dots$ (квантуется только энергия E_k движения поперек магн. поля). Для частицы со спином $1/2$ имеем $E_k = \hbar kv_{||}$. Дискретными величинами являются также масса m_k (или полная энергия $m_k c^2$) и соответствующая классич. Г. ч. $\omega_k = v_{||} m_k / m_0 c$. Энергия значений полной энергии не является эквидистантной. Этот эффект зависит от величины $b = \hbar v_{||} / m_0 c^2 = B/B_{кр}$, где $B_{кр} = 2\pi m_0^2 c^3 / \hbar q$, и особенно существен для релятивистских электронов в сильных магн. полях, сравнимых с критич. значением $B_{кр} \approx 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс (напр., в магнитосферах нейтронных звёзд). На низких уровнях Ландау (при малых померах k) понятия траектории частицы в классич. Г. ч. теряют смысл (см. *Квантостатистическое приближение квантовой механики*). Поэтому Г. ч. часто наз. квантовую циклотронную частоту $\omega_k = qB/2\pi m_0 c$, т. е. частоту кванта излучения (поглощения) при переходе между двумя соседними уровнями Ландау (см. также *Циклотронное излучение*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1978; и х-ж. Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Бредестейн и В. Б., Лифшиц Е. М., Пятацкий Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980, В. В. Кочеровский, В. А. Кочеровский.

ГИРОМАГНИТНОЕ ОТНОШЕНИЕ — отношение магн. момента аментарных частиц и систем, состоящих из них, к их механич. моменту; то же, что *магнитомеханическое отношение*.

ГИРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — явления, в к-рых выражается связь между магн. и механич. моментами микрочастиц; то же, что *магнетомеханические явления*. **ГИРОСКОП** (от греч. *gyro* — кружусь, вращаюсь и *skopos* — смотрю, наблюдаю) — быстровращающееся симметричное твёрдое тело, ось вращения (ось симметрии) к-рого может изменять своё направление в пространстве. Свойствами Г. обладают вращающиеся небесные тела, артиллерийские снаряды, роторы турбин, устанавливаемых на судах, винты самолётов и т. п. В совр. технике Г. — осн. элемент всевозможных гироскопич. устройств или приборов, широко применяемых для автоматич. управления движением самолётов, судов, торпед, ракет и в ряде др. систем гироскопич. стабилизации, для целей навигации (указатели курса, новорота, горизонта, стран света и др.), для измерения угловых или поступат. скоростей движущихся объектов (напр., ракет) и во мн. др. случаях (напр., при прохождении стволов шотелн, строительстве метрополитенов, при бурении скважин).

Чтобы ось Г. могла свободно поворачиваться в пространстве, Г. обычно закрепляют в кольцах т. н. карданов подвеса (рис. 1), в к-ром ось внутр. и внеш. колец и ось Г. пересекаются в одной точке, наз. центром подвеса. Закреплённый в таком подвесе Г. имеет 3 степени свободы и может совершать любой поворот около центра подвеса. Если центр тяжести Г. совпадает с центром

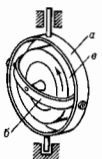


Рис. 1. Классический карданов подвес: а — внешнее кольцо, б — внутреннее кольцо, с — ротор.

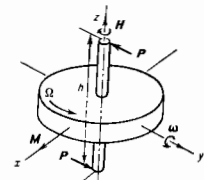


Рис. 2. Прецессия гироскопа. Угловая скорость прецессии Ω направлена так, что вектор собственного нинетического момента $I\omega$ стремится к совпадению с вектором момента M пары, действующей на гироскоп.

подвеса, Г. наз. у равновесиины м, или аста-тичским. Изучение законов движения Г. — задача динамики твёрдого тела.

Основные свойства гироскопа. Если к оси быстровращающегося свободного Г. приложить пару сил ($P - P$) с моментом $M = Ph$ (h — плечо силы) (рис. 2), то (против ожидания) Г. начнёт периодически поворачиваться не вокруг оси z , перпендикулярной к плоскости пары, а вокруг оси y , лежащей в этой плоскости и перпендикулярной к собств. оси тела z . Это дополнит. движение наз. прецессией. Прецессия Г. будет происходить по отношению к инерциальной системе отсчёта (к осм, направленным на неподвижные звёзды) с угловой скоростью

$$\omega = M/I\Omega, \quad (1)$$

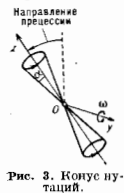


Рис. 3. Конус нутации.

где I — момент инерции Г. относительно оси z , Ω — угловая скорость собств. вращения Г. относительно той же оси. Величина $I\Omega = I\omega$ наз. собств. вращением (или моментом количества движения) Г. Направление ω определяется так, как показано на рис. 2. Из ф-лы (1) ясно, что прецессия происходит тем медленнее, чем больше Ω ; на практике величина ω бывает в миллионы раз меньше Ω .

При более подробном рассмотрении оказывается, что собств. вращение и прецессия симметричного Г. могут совмещаться т. н. нутациями и быстрыми движениями осей Г. относительно изменяющегося по закону (1) направления (рис. 3). Угол конуса нутации 2α , как правило, бывает очень мал. Кроме того, из-за наличия неизбежных сопротивлений нутация обычно быстро затухает. Всё это позволяет при решении большинства технич. задач учитывать только прецессию Г., что и приводит к т. н. элементарной, или прецессионной, теории гироскопич. явлений, осн. соотношением к-рой является ф-ла (1). В более общем случае, когда угол α между осями собств. вращения и прецессии оказывается не равным 90° , эта ф-ла принимает вид

$$[I\omega - M] = M \text{ или } I\omega\Omega \sin \alpha = M. \quad (2)$$

При изучении поведения Г. по отношению к подвижному основанию в выражение для M должны входить и моменты сил инерции нероносного движения.

Из ф-лы (1) следует, что если Г. будет полностью свободен от постоянно действующих на него сил, т. е. при $M=0$, ось Г. будет сохранять неизменное направление по отношению к неподвижным звёздам, т. к. тогда $\omega=0$. Кратковрем. воздействие на ось такого Г. пары сил с моментом $M \neq 0$ вызовет смещение оси на малый угол, тем меньший, чем меньше ω , т. е. чем больше будет $H = I\Omega$. С прекращением же этого воздействия будет опять $M=0$, а следовательно, и $\omega=0$, так что смещение оси прекратится. Т. о., ось быстровращающегося свободного Г. практически не изменяет своего направления под влиянием кратковрем. внеш. возмущений (толчков) и в этом смысле устойчива. Важным свойством свободного Г. устойчиво сохраняя направление своей оси пользуются в устройствах, применяемых для автоматич. управления движением самолётов, ракет и т. п., а также в ряде навигат. и др. приборов.

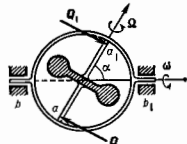


Рис. 4. Гироскоп с двумя степенями свободы.

Ось к-рого закреплена подшипниками a, a_1 в кольце с неподвижной осью вращения bb_1 (рис. 4), обладает двумя степенями свободы. Если это кольцо вращать вокруг оси bb_1 с угловой скоростью ω , то Г. будет совершать вынужденную прецессию. При этом со стороны Г. на подшипники a, a_1 действует пара сил (Q, Q_1), стремящаяся совместить ось собств. вращения a_1 с осью прецессии bb_1 так, чтобы направления векторов Ω и ω совпали (правило Н. Е. Жуковского). Момент этой гироскопич. пары

$$G = I[\Omega \cdot \omega] \text{ или } G = I\omega\Omega \sin \alpha, \quad (3)$$

где α — угол между осями aa_1 и bb_1 . Подобный гироскопич. эффект имеет место у роторов турбин, установленных на судах, при повороте судов или при качке, у винтовых самолётов или выражек и т. п. Ф-ла (3) позволяет определить возникающие при этом гироскопич. давления на подшипники.

На гироскопич. эффекте основан принцип т. н. силовой гироскопич. стабилизации (см. ниже), а также устройство ряда приборов, напр. гироскопич. указатели поворотов и др.

Уравнения движения гироскопа. Движение большинства гироскопич. систем таково, что если исключить кратковрем. переходные процессы, возникающие при ударах или при резких изменениях сил, действующих на систему, изменение ориентации осей роторов Г. относительно направлений на неподвижные звёзды происходит весьма медленно. При изучении такого прецессионного движения достаточно пользоваться элементарной теорией Г.

Исследование процессов, в течение к-рых оси роторов Г. совершают нутации, и решение вопросов устойчивости гироскопич. систем требуют учёта кинетич. моментов всех тел, входящих в состав гироскопич. систем. Соответствующие ур-ния движения являются ур-ниями нутац. теории Г. Дифференц. ур-ния нутац. теории имеют для данной гироскопич. системы более высокий порядок, чем ур-ния прецессионного движения. Однако решение задач нутац. теории упрощается тем обстоятельством, что во мн. случаях можно ограничиться рассмотрением малых движений методами теории малых колебаний.

Строю ур-ния движения Г. справедливы по отношению к инерциальной системе отсчёта, однако на практике движение гироскопич. систем приходится изучать по отношению к осям, связанным с тем подвижным объектом (судно, самолёт, ракета, Земля и др.), на к-ром эти системы установлены. Поэтому при составлении ур-ний в число действующих сил надлежит включать также переносные и Кориолиса силы инерции, обусловленные перемещением объекта. Оказывается, что удобное всего составлять ур-ния движения Г. по отношению к системе координат $O\xi^*\eta^*\zeta^*$ с началом в центре O подвеса гироскопич. системы и с осями, не изменяющими своей ориентации относительно направлений на неподвижные звезды, т. е. перемещающимися по отношению к инерциальной системе отсчёта поступательно. В этом случае кориолисовы силы инерции вообще отсутствуют, а все силы инерции переносного движения антипараллельны ускорению центра O в его движении относительно инерциальной системы отсчёта.

В теории Г. с достаточным для практики приближением можно за инерциальную систему отсчёта принять неврашающуюся систему координат с началом в центре Земли. Точно так же малая погрешность при подсчёте сил инерции переносного движения происходит, если за ускорение центра O подвижной неврашающейся системы координат $\xi^*\eta^*\zeta^*$ принять его ускорение относительно земной поверхности. В этом случае вместо действующих на массы частей гироскопич. системы сил тяготения к Земле следует брать силы тяжести. Для

составлении ур-ний движения Г. введём ещё систему осей $Ox'y'z'$ с началом в той же точке O , что и у системы $O\xi^*\eta^*\zeta^*$ (точка O лежит где-то на оси симметрии ротора, напр. в центре его подвеса). Осей z' системы совпадает с осью симметрии ротора, но сама система $Ox'y'z'$ не вращается вместе с ротором, будучи связанной, напр., с кожухом Г. Тогда

Рис. 5. Приложение теоремы механики системы о кинетическом моменте и установлению уравнения прецессионного движения ротора гироскопа. Скорость конца вектора собственного кинетического момента принимается геометрически равной главному моменту совокупности сил, приложенных к ротору.

ур-ния прецессионного движения ротора, симметрично-го Г. относительно осей $O\xi^*\eta^*\zeta^*$, записанные в проекциях на оси $Ox'y'z'$, имеют вид

$$\begin{aligned} \omega'_y H &= M_x, \\ -\omega'_x H &= M_y, \\ \frac{dH}{dt} &= M_z. \end{aligned} \quad (4)$$

Они выражают (рис. 5) равенство (по числ. величине и направлению) скорости конца вектора собственного кинетич. момента H и гл. момента M_0 относительно центра O сил, приложенных к ротору. В число этих сил должны быть включены переносные силы инерции, обусловленные поступат. движением системы отсчёта $O\xi^*\eta^*\zeta^*$. Величины ω'_x и ω'_y — проекции на оси x' и y' угловой скорости системы координат $Ox'y'z'$ относительно системы $O\xi^*\eta^*\zeta^*$, т. е. относительно направлений на неподвижные звезды. Угловую скорость ротора относительно осей $Ox'y'z'$ можно наз. угловой скоростью его собств. вращения. Вектор H направлен по оси собств. вращения (рис. 6) ротора z' , а его модуль можно принять равным

$$H = C \frac{d\varphi}{dt}, \quad (5)$$

где C — момент инерции ротора относительно его оси симметрии z' (волярный момент инерции), φ — угол поворота ротора относительно системы координат $x'y'z'$. Принимается также, что $\frac{d\varphi}{dt}$ значительно превышает величину ω'_z — проекцию угловой скорости системы координат на её же ось (на практике на 3—4 порядка). В большинстве случаев H можно считать постоянным, т. к. обычно моменты сил, вращающих ротор, и моменты сопротивления этому вращению взаимно уравновешиваются. Соответственно, в 3-м из ур-ний (4) следует положить $M_z = 0$.

Более строгими ур-ниями движения ротора являются ур-ния, соответствующие нутац. теории Г., а именно:

$$\begin{aligned} A \frac{d\omega'_y}{dt} + (C - A) \omega'_y \omega'_z + \omega'_y H &= M_x, \\ A \frac{d\omega'_x}{dt} + (A - C) \omega'_x \omega'_z - \omega'_x H &= M_y, \\ C \frac{d\omega'_z}{dt} + \frac{dH}{dt} &= M_z, \end{aligned} \quad (6)$$

где A — момент инерции ротора относительно к.-л. оси, перпендикулярной его оси симметрии и проходящей через центр O (экваториальный момент инерции).

В ур-ниях (6), в отличие от ур-ний (4), принято, что система координат $x'y'z'$ может иметь угловую скорость с произвольной составляющей ω'_z вдоль оси симметрии ротора z' . В частности, эту систему можно связать с

Рис. 6. Вектор собственного кинетического момента гироскопа. Система координат abc связана с ротором гироскопа; она вращается относительно системы $x'y'z'$ с угловой скоростью $d\varphi/dt$ вокруг оси z' , совпадающей с осью c . Момент инерции ротора относительно оси c (оси симметрии или оси собственного вращения) обозначен через C .

самим ротором. Тогда ур-ния обращаются в общеизвестные ур-ния Эйлера движения твёрдого осесимметричного тела (см. Эйлера динамические уравнения), осложнённые наличием в вращающихся частях упоминавшихся выше переносных сил инерции.

Ур-ния (4) и (6) пригодны для изучения движения ротора Г., не стеснённого кардановым подвесом, напр. в случае шарового Г. (см. ниже), и вообще свободных тел (снаряд, небесные тела, искусств. спутники, космич. корабли). При наличии же карданов подвеса в состав сил, образующих моменты относительно осей x' и y' , т. е. в выражения для M_x и M_y , войдут неизвестные силы — нормальные реакции подшипников оси ротора. Для исключения этих сил, представляющих

по действию внутр. кольца подвеса (кожуха) на ротор, следует совместно с ур-ниями движения ротора рассматривать также и ур-ния движения элементов подвеса Г.

При составлении ур-ний прецессионного движения Г. в кардановом подвесе изменена кинетич. моментом элементов подвеса не учитывается. Поэтому совокупность сил, приложенных, напр., к внутр. кольцу подвеса (кожуху), следует считать статически эквивалентной нулю (уравновешенной). Т. о., вместо ур-ний движения внутр. кольца фактически составляются ур-ния равновесия всех приложенных к нему сил, т. е. сил взаимодействия с внеш. кольцом, ротором Г. и его основанием, сторонних (внеш.) сил и сил инерции переносного движения. То же относится и к силам, приложенным к внеш. кольцу карданова подвеса.

После исключения нормальных реакций осей подвеса ур-ния прецессионного движения Г. в кардановом подвесе приводятся к виду

$$\begin{aligned} \omega_y' H &= m_{x'} + l_{x'} + (K + k) \sec \beta - (M - l_{z'}) \operatorname{tg} \beta, \\ -\omega_x' H &= m_{y'} + l_{y'} + L, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{dH}{dt} = m_{z'} + M.$$

Здесь $m_{x'}$, $m_{y'}$, $m_{z'}$ — суммы моментов относительно осей x' , y' , z' соответственно всех сторонних сил и сил инерции переносного движения, действующих на ротор; $l_{x'}$, $l_{y'}$, $l_{z'}$ — аналогичные суммы, относящиеся к внутр. кольцу подвеса (кожуху); M — сумма моментов относительно оси z' сил, действующих на ротор со стороны внутр. кольца (кожуха), т. е. сил, вращающих ротор, и сил сопротивления этому вращению (сил трения); L — сумма моментов относительно оси y' (или η_1) кожуха (рис. 7) сил воздействия внеш. кольца карданова подвеса на внутр. кольцо (кожуху); K — сумма моментов относительно оси ξ_1 (или ξ_2) внеш. кольца сил воздей-

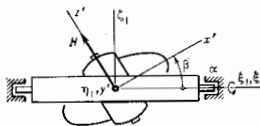


Рис. 7. Схема гироскопа в кардановом подвесе. Система координат $x'y'z'$ связана с внутренним кольцом подвеса, система ξ_1, η_1, ξ_2 — с внешним, а ξ_1, ξ_2, ξ_3 — с основанием гироскопа (на рис. показана лишь ось ξ_1).

ствия основания Г. на это кольцо; k — аналогичная сумма моментов сторонних сил, действующих на внеш. кольцо; β — угол поворота внутр. кольца (кожуха) относительно внешнего. Он принимается положительным, если система координат $x'y'z'$, связанная с внутр. кольцом (кожухом), повернута относительно системы координат ξ_1, η_1, ξ_2 , связанной с внешним кольцом подвеса, против хода часовой стрелки (наблюдение за поворотом производится со стороны положит. части оси y' или η_1). При $\beta=0$ оси этих систем соответственно совпадают.

Для определения величин ω_x' , ω_y' , ω_z' следует знать угловые скорости: основания Г. относительно системы координат ξ_1, η_1, ξ_2 , внеш. кольца карданова подвеса по отношению к основанию и внутр. кольца по отношению к внешнему. Имют место след. ф-лы:

$$\omega_x' = u_\xi \cos \beta + v_\eta \sin \alpha \sin \beta - u_\zeta \cos \alpha \cos \beta + \frac{d\alpha}{dt} \cos \beta,$$

$$\omega_y' = u_\eta \cos \alpha + u_\zeta \sin \alpha + \frac{d\beta}{dt}, \quad (8)$$

$$\omega_z' = u_\xi \sin \beta - v_\eta \sin \alpha \cos \beta - u_\zeta \cos \alpha \cos \beta + \frac{d\alpha}{dt} \sin \beta,$$

где u_ξ , u_η , u_ζ — проекции угловой скорости основания

Г. на оси, связанной с основанием системы координат ξ_1, η_1, ξ_2 . Ось ξ_2 этой системы совпадает с осью внеш. кольца подвеса. Угол поворота внеш. кольца относительно основания обозначен через α (рис. 8). При $\alpha=0$ ось системы координат ξ_1, η_1, ξ_2 соответственно совпадают. Положит. направление отсчета угла α такое же, как и угла β . Ур-ния (7) и (8) позволяют решать боль-

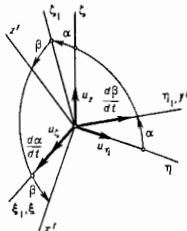


Рис. 8. К подсчёту абсолютной угловой скорости внутреннего кольца карданова подвеса (система координат $x'y'z'$). Вектор $d\alpha/dt$ — относительная угловая скорость внешнего кольца (ξ_1, η_1, ξ_2) относительно основания (ξ_1, η_1, ξ_2); $d\beta/dt$ — угловая скорость внутреннего кольца относительно внешнего.

шинство вопросов, связанных с динамикой гироскопических системами в рамках прецессионной теории гироскопа.

В случае, когда можно пренебречь моментами трения K и L в осях подвеса и считать равными нулю моменты k , $m_{z'}$, $l_{z'}$ и M , ур-ния прецессионной теории Г. в кардановом подвесе значительно упрощаются и допускают следующую геометр. интерпретацию. Вводити вспомогат. система координат xyz с началом в центре подвеса Г. (рис. 9). На расстоянии, равном единице от начала координат, строится плоскость, параллельная координатной плоскости xy . Через x и y обозначаются координаты точки P пересечения вектора H с упомянутой плоскостью (полюс Г.). Тогда ур-ния прецессионного движения Г. можно представить в виде:

$$\begin{aligned} H v_x &= M_x, \\ H v_y &= M_y, \end{aligned} \quad (9)$$

где v_x и v_y — проекции на оси x и y скорости точки P в её движении по отношению к системе координат

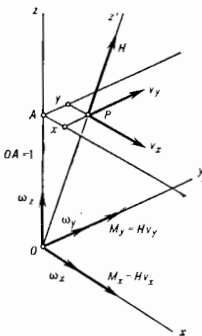


Рис. 9. Подвес гироскопа (точка P) и связь составляющих его скорости v_x и v_y относительно не вращающейся системы координат ξ_1, η_1, ξ_2 (на рис. не показана) с суммами M_x и M_y моментов сил, действующих на ротор гироскопа и его внутреннее кольцо (кожуху).

$O\xi_1 \eta_1 \xi_2$. Модуль H в данном случае — пост. величина. Предполагается, что направление H мало отклоняется от направления оси z , в результате чего координаты x и y точки P малы по сравнению с единицей и с большой точностью равны углам отклонения от координатных плоскостей yz и xz вектора H или, что то же, осев. вращения гироскопа α .

Величины M_x и M_y , к-рые находятся в правых частях ур-ний (9), представляют собой суммы моментов относительно осей x и y сторонних сил и инерционных сил инерции, действующих на механич. систему: ротор — внутр. кольцо (кожуху) Г.

Если обозначить через ω_x , ω_y , ω_z проекции на оси x , y , z угловой скорости системы координат $x y z$ от

носителем вращающейся системы $\xi^* \eta^* \zeta^*$, то урния (9) можно представить в виде

$$H \left(\frac{dx}{dt} - y\omega_z + \omega_y \right) = M_x, \\ H \left(\frac{dy}{dt} + x\omega_z - \omega_x \right) = M_y. \quad (10)$$

Полученные урния удобны для исследования поведения однороторного гироскопаса, гироскопич. маятника (гировертикали) при смещениях основания, на котором они расположены. В первом случае ось z направлена на север, а во втором — вертикали.

Урния движения Г. в кардановом подвесе, соответствующие теория, можно также вывести, пользуясь *Лагранжа уравнениями* 2-го рода. При этом следует рассматривать движение механич. системы, состоящей из ротора и элементов подвеса Г. по отношению к вращающейся системе координат $\xi^* \eta^* \zeta^*$ с началом в центре карданова подвеса, и принять углы α , β и φ за обобщенные координаты упомянутой механич. системы. Составив урния для ее кинетич. энергии, с помощью ур-ий Лагранжа 2-го рода можно получить урния движения, позволяющие изучать поведение Г. в разл. гироскопич. устройствах.

Устойчивость гироскопа. Г. с тремя степенями свободы, находящийся под длит. воздействием сил, устойчив не всегда. Напр., вертикальный (спящий) волчок, испытывающий воздействие силы тяжести (рис. 10), устойчив только при выполнении условия

$$(I\Omega)^2 > 4APa, \quad (11)$$

где P — вес Г., a — расстояние его центра тяжести от точки опоры O , A — момент инерции Г. относительно оси OC . При невыполнении этого условия ось Г. будет удаляться от вертикали, совершая петлеобразные движения. Аналогичное условие имеет место и для устойчивости прецессионного движения Г. Напр., устойчивость при движении в воздухе вращающегося артиллерийского снаряда приблизительно определяется ф-лой Н. В. Маиевского, к-рая совпадает с (11), если в под P понимать силу сопротивления воздуха, а под a — расстояние от центра масс C до точки O пересечения линии действия силы P с осью снаряда (рис. 11). Г. с двумя степенями свободы (рис. 4) всегда неустойчив; при толчке даюшем момент относительно оси bb_1 , такой Г. начнёт вращаться вместе с кольцом вокруг этой оси.

Гироскопы в технике. Применяемые в технике Г. представляют собой тела вращения (роторы), имеющие обычно форму маховика с утолщенным ободом или шара массой от неск. г до десятков кг. Быстрое вращение Г. (со скоростью до 60 000 об/мин и более) обычно достигается тем, что ротор Г. делают вращающейся частью (ротором) быстродвижущего электродвигателя пост. или переменного тока. Иногда вращение Г. поддерживается струей воздуха — ротор Г. является одновременно ротором возд. турбины. К основанию прибора (устройства) Г. крепится с помощью той или иной системы подвеса. Наиболее употребительны карданов подвес с ротором, заключенным в кожух. Для уменьшения сопротивления вращению в ряде случаев кожух делается герметичным и заполняется водородом. Это способствует также предотвращению коррозии металлич. частей и окисления смазки. В нек-рых приборах кожух, заключающий в себе ротор Г., погружают в жидкость. Подшипники кожуха (подвала) при этом почти полностью разгружаются и момент трения скольжения в

них уменьшается до сотых долей. И-см. Применяются также проволоочные (горюшопные) подшипы и подшипы по нозд. плёнке, напр. у т.п. шара-гироскопа (рис. 12).

Важным элементом мн. гироскопич. приборов является уравновешенный Г. с тремя степенями свободы. Для повышения точности прибора требуется максималь-

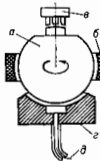


Рис. 12. Шар-гироскоп Сперри на воздушном подвесе: а — стальной ротор; б — статив, создающий вращающее магнитное поле; в — датчик, посредством которого производится «связывание» за ось шара на качающемся основании (корабль); г — бронзовая чаша, отделяющая от шара воздушным слоем толщ.ной лентой соотв. доли; ж — задача сжатого воздуха для подпорки шара-гироскопа.

но уменьшать величину момента M , возмущающего вращение и несовадения центра тяжести ротора с центром подвеса, т. к., согласно ф-ле (1), этот момент вызывает прецессию (уход) оси ротора. Момент трения в подвесах точных (прецизионных) Г. обычно уменьшают применением высококачеств. шариковых подшипников. Вследствие вибрации подвеса или возвратно-пранат. движений внеш. обода шариководшипников момент трения в ряде случаев удается сделать значительно меньше момента силы тяжести. Уменьшение момента силы тяжести достигается соответствующей балансировкой Г. Требуемая при этом точность совмещения центра масс Г. с geom. центром подвеса очень велика. Так, для Г. ср. размер. массой ок. 1 кг, имеющего угловую скорость вращения ротора порядка 30 000 об/мин, смещение центра масс от оси подвеса на 1 мк вызывает погрешность со скоростью ок. 1 град/ч. Земля вращается со значительно большей угловой скоростью — 15 град/час. Следовательно, подобным Г. можно легко обнаружить факт вращения Земли. Однако для ренения ряда технич. вопросов, напр. навигации судов и ракет, требуется ещё более высокая точность балансировки, т. к. скорость ухода оси Г. относительно неподвижных звёзд порядка 1 град/ч оказывается чрезмерно большой. Улучшая балансировку и уменьшая трение в осях, а также увеличивая кинетич. момент H , удается в соответствии с ф-лой (1) достичь медленного ухода оси и обеспечить тем самым необходимую точность работы разл. гироскопич. приборов, в частности приборов управления движением баллистич. ракет и систем инерциальной навигации.

В обычных Г. имеются два разл. вида подшипников: подшипник, в к-рых совершает быстрое вращение ротор, и подшипник подвеса. Подшипники оси собств. вращения ротора должны обладать достаточной жесткостью, высокой долговечностью при работе на больших скоростях вращения. Подшипники же подвеса работают при малых угловых скоростях и осн. требование к ним — иметь возможно меньшее трение.

Среди современных типов Г., в к-рых проблема опор рывается иначе, чем в классич. схеме «ротор в кардановом подвесе», следует упомянуть т. и. динамически настроенный Г. В нём быстровращающийся ротор посредством упругих связей и промежуточных инерц. элементов крепится к валу. Спец. подбором параметров (условие динамич. настройки) добиваются равенства нулю (в среднем) моментов, вызывающих прецессию оси ротора в пределах малых углов её отклонения от оси вала ротора. В результате ось ротора практически оказывается неподвижной в инерциальном пространстве. Преимуществом этих Г. является отсутствие специфич. моментов трения в подшипниках подвеса, а также возможность увеличения кинетич. момента ротора при несильных габаритах прибора.

Стремление получить Г. более высокой точности привело к созданию электростатич. и магн. подвесов. В этих Г. быстровращающийся шар поддерживается электрич. или магн. полем в вакууме. Т. к. из камеры, в к-рой находится вращающееся тело, газ полностью выкачай, то тело практически не испытывает трения и может вращаться по инерции в течение неск. нед.

В случае электростатич. подвеса поверхность шара выполняется из диэлектрика, и поддерживающее электрич. поле индуцирует на нем электрич. заряды противоположного знака, в результате чего всегда возникает притягивающая сила. Для подвешивания тел это свойство непосредственно использовать нельзя, т. к., согласно *Принципу теореме*, статич. равновесие тел, притягивающихся друг к другу по закону обратных квадратов, всегда неустойчиво. Для создания устойчивого подвеса используют регулируемое поле. То же самое имеет место и для магн. подвесов, когда ротор выполняется из ферромагнетика. Если же ротор изготовлен из диамагн. материала, то подвес может быть устойчивым и без доп. магн. регулирования магн. поля (пассивный подвес). Эта схема подвеса нашла применение в т. н. криогенном Г., в к-ром в условиях сверхнизких темп-р материал шара — ниобий — переходит в сверхпроводящее состояние, при этом он становится идеальным диамагнетиком. Внутри такого материала магн. поле не проникает. Само поле создается токами, циркулирующими в сверхпроводящем без потерь.

Перспективными датчиками иперициальной информации являются лазерный Г. и волновой твердотельный Г., принцип действия к-рых основан на иперициальности обрабатываемых в них стоячих волн — электромагнитных в лазерном Г. и упругих в твердотельном. В лазерных Г. используют два луча света от источника когерентного излучения, распространяющиеся в противоположных направлениях по замкнутому кольцевому контуру. При вращении основания, на к-ром установлен Г., между лучами возникает разность фаз, что позволяет обнаружить это вращение и найти его угловую скорость или угол поворота.

Волновой твердотельный Г. состоит из золотого резонатора, к-рый представляет собой оболочку вращения (сферическую, цилиндрическую и т. д.), системы возбуждения стоячих волн и системы съема информации о положении узлов и пучностей стоячих волн. При повороте основания Г. на угол ϕ стоячая волна поворачивается на угол $k\phi$, где $0 < k < 1$ постоянная, зависящая от свойств материала, формы резонатора, а также числа узлов и пучностей стоячих волн. Измеряя угол поворота стоячей волны, можно вычислить угол поворота основания. См. также *Квантовый гироскоп*.

В ряде приборов используется также свойство Г. равномерно прецессировать под действием постоянно приложенных сил. Так, если посредством доп. груза вызвать прецессию Г. с угловой скоростью, числом равной и противоположно направленной вертикальной составляющей угловой скорости вращения Земли $U \sin \phi$ (где U — угловая скорость Земли, ϕ — широта места), то ось такого Г. с той или иной степенью точности будет сохранять неизменное направление относительно стран света. В течение неск. часов, пока не накопится ошибка в $1-2^\circ$, такой Г., именуемый *гиро азимут* или *Г.*, может заменить компас (напр., на самолетах, в частности в полярной авиации, где показания магн. компаса ненадежны). Аналогичным Г., но со значительно большим смещением центра тяжести от оси прецессии, можно определять поступ. скорость объекта, движущегося в направлении оси bb_1 , с любым ус-

корением w (рис. 14). Если отвлечься от влияния силы тяжести, то можно считать, что на Г. действует момент mwl переносной силы инерции Q , где m — масса Г., l — плечо. Тогда, по ф-ле (1), Г. будет прецессировать вокруг оси bb_1 с угловой скоростью $\omega = (mwl/\Omega I)$. После интегрирования последнего равенства получаем $v = v_0 + (\Omega^2/ml)\phi$, где v_0 — нач. скорость объекта. Т. о., оказывается возможным определить скорость объекта v в любой момент времени по углу ϕ , на к-рый Г. повернется к этому моменту вокруг оси bb_1 . Для этого прибор должен быть снабжен счетчиком оборотов и устройством, вычитающим из полного угла поворота угол, на к-рый Г. повернется вследствие действия на него момента силы тяжести. Таким прибором (интегратором

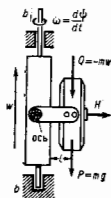


Рис. 14. Гироскопический измеритель скорости подъема ракеты: ω — угловая скорость подъема; g — ускорение свободного падения; P — сила тяжести; Q — сила инерции; H — $I\Omega$ — собственный кинетический момент.

продольных кажущихся ускорений) определяют скорость вертикал. взлета ракеты; при этом ракета должна быть стабилизирована так, чтобы она не имела вращения вокруг своей оси симметрии.

В ряде совр. конструкций применяют т. н. *п о л я в к о в ы й*, или *и н т е г р и р у ю щ и й*, Г. Ротор такого Г. помещен в кожух — поплавок, погруженный в жидкость (рис. 15). При вращении поплавка вокруг его оси x на Г. будет действовать момент M_x вязкого трения, пропорциональный угловой скорости вращения ω_x . Благодаря этому оказывается, что если Г. сообщить принудит. вращение вокруг оси y , то угловая скорость этого вращения ω_y в соответствии с равенством (1) будет пропорциональна ω_x . В результате угол поворота поплавка вокруг оси x будет, в свою очередь, пропорционален интегралу по времени от ω_x (позтому Г. и наз. интегрирующим). Дополнит. электрич. и

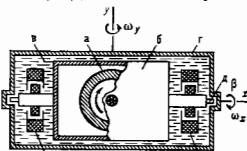


Рис. 15. Поплавковый интегрирующий гироскоп: а — ротор гироскопа; б — поплавок, в теле к-рого расположено поддерживающая жидкость; з — корпус; в — стальные шпильки в качестве опорки; е — датчик угла поворота поплавка относительно корпуса; ж — электромагнитное устройство, прикладывающее момент вокруг оси поплавка.

электромеханич. устройства позволяют или измерять этим Г. угловую скорость, или сделать его элементом стабилизирующего устройства. В первом случае спец. электромагнитом создается момент относительно оси z , направленный против вращения поплавка; величина этого момента регулируется так, чтобы поплавок оставался неподвижным. Тогда момент M_x как бы заменит момент M_x сил вязкого трения и, следовательно, по ф-ле (1), угловая скорость ω_y будет пропорциональна величине M_x , определяемой по силе тока, протекающего по обмоткам электромагнита. Во втором случае, при стабилизации, напр., вокруг неподвижной оси y , корпус интегрирующего Г. размещается на платформе, к-рую может вращать вокруг оси y спец. электродвигатель (рис. 16). Для объяснения принципа стабилизации предположим, что основание, на к-ром расположены подшипники платформы, само повернется вокруг оси y на нек-рый угол α . При неработающем двигателе платформа повернется

в этом случае вместе с основанием на тот же угол α , а ползавок совершит поворот вокруг оси x на угол β , процирующий на угол α . Если теперь двигатель будет вращать платформу в обратном направлении до тех пор, пока ползавок не вернётся в исходное положение, то одновременно в исходное положение вернётся и платформа. Можно непрерывно управлять двигателем так,

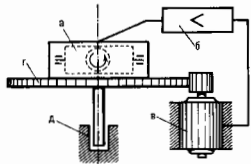


Рис. 16. Стабилизация вокруг неподвижной оси посредством ползавока гироскопа: а — гироскоп-ползавок; б — усилитель; в — электродвигатель; з — платформа; д — основание.

чтобы угол поворота ползавка сводился к нулю, тогда платформа окажется стабилизированной. Сочетание двух ползавков Г. в общем подвесе с аналогично управляемыми электродвигателями приводит к стабилизации фиксированного направления, а трёх — к пространств. стабилизации, используемой, в частности, в схемах инерциальной навигации.

В рассмотренной системе стабилизации Г. играет роль чувств. элемента, обнаруживающего отклонения объекта от заданного положения, а возвращение в это положение производящий сигнал. Подобные системы гироскопич. стабилизации наз. индикаторными (стабилизаторы пассивного действия). Наряду с этим в технике применяются системы т. н. силовой гироскопич. стабилизации (стабилизаторы прямого действия), в

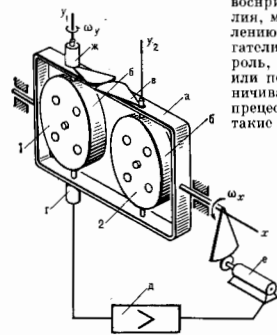


Рис. 17. Силовая гироскопич. рама: а — собственная рама; б — гироскоп; в — стартер; г — датчик угла поворота гироскопа относительно рамы; д — усилитель сигнала датчика; е — стабилизатор вращ. и двигатель; ж — датчик момента.

которых. Примером может служить одноосная двух-гироскопич. рама (рис. 17); роторы находящиеся в раме Г. вращаются в разные стороны. Допустим, что на раму подается сила, стремящаяся повернуть её вокруг оси x и сообщить угловую скорость ω_x . Тогда, по правилу Жуковского, на кожух 1 начнёт действовать пара, стремящаяся совместить ось ротора с осью x . В результате Г. начнёт прецессировать вокруг оси y_2 с нек-рой угловой скоростью ω_y . Кожух 2 по той же причине будет прецессировать вокруг оси y_2 в противоположную сторону. Углы поворотов кожухов будут при этом одинаковы, т. к. кожухи связаны зубчатым сцеплением. Вследствие этой прецессии на подшипники кожуха 1 подается новая пара, стремящаяся совме-

стить ось ротора с осью y . Такая же пара будет действовать на подшипники кожуха 2. Моменты этих пар направлены противоположно ω_x , что следует из правила Жуковского) и стабилизируют раму, т. е. удерживают её от поворота вокруг оси x . Однако если прецессии Г. не будут ограничены, то, как видно из ф-лы (3), при повороте кожухов вокруг осей y_1, y_2 на угол 90° стабилизация прекратится. Поэтому на оси одного из кожухов имеется датчик, регистрирующий угол поворота кожуха относительно рамы и управляющий двигателем стабилизации. Возникающий у двигателя момент направлен противоположно моменту, стремящемуся повернуть раму вокруг оси x ; вследствие этого прецессия Г. прекращается. Рассмотренная рама стабилизировала по отношению к поворотам вокруг осей x . Повернуть раму вокруг любой оси, перпендикулярной x , можно беспрятственно, но возникающий при этом гироскопич. момент может вызвать значит. давление на подшипники Г. и их кожухов. Сочетание трёх таких рам с взаимно перпендикулярными осями приводит к пространств. стабилизации (напр., искусств. спутника).

В силовых гироскопич. системах, в отличие от свободных Г., из-за больших моментов инерции стабилизируемых масс возникают весьма заметные колеб. движения типа убитый. Должны быть приняты спец. меры для того, чтобы эти колебания были затухающими, иначе в системе возникнет автоколебания. В технике применяются и др. гироскопич. приборы, принципы действия к-рых основаны на свойствах Г.

Лит.: Бузгалаков В. В., Прикладная теория гироскопов, 2 изд., М., 1976; Никольский В. Д., Гироскоп в кардановом подвесе, 2 изд., М., 1964; Малишев П. И., Новые типы гироскопов, Д. 1, 1971; Магнус К., Гироскоп. Теория и применение, пер. с нем., М., 1974; Ишенин И. А., Ю. Сивоскин, Гироскопы и инерциальная навигация, М., 1976; е го же, Механика относительного движения и силы инерции, М., 1981; Климов Д. М., Харламов С. А., Динамика гироскопа в кардановом подвесе, М., 1978; Журавлев В. Ф., Климов Д. М., Волновой трехдатный гироскоп, М., 1985; Никольский В. Д., Шаталов М. Ю., Механика динамически настроенных гироскопов, М., 1985.

А. Ю. Ишенин

ГИРОСКОПИЧЕСКИЕ СИЛЫ — силы, зависящие от скорости и обладающие тем свойством, что сумма их работ (или мощностей) при любом перемещении системы, на к-рую действуют эти силы, равна нулю. Если F_i — Г. с., то для них

$$\sum F_i \cdot dr_i = 0 \text{ или } \sum F_i \cdot v_i = 0,$$

где r_i — радиус-векторы точек приложения сил, v_i — скорости этих точек. Назв. «Г. с.» появилось в связи с тем, что такие силы встречаются в теории гироскопа. Хотя Г. с., как зависящие от скоростей, не являются потенциальными, но на систему, на к-рую кроме потенциальных сил действуют ещё и Г. с., тоже распространяется закон сохранения механич. энергии (см. Силовой поле).

Примерами Г. с. являются Корриолиса сила инерции $F_{\text{кор}} = -2m[\omega v]$ материальной точки с массой m , движущейся со скоростью v по отношению к подвижной (неинерциальной) системе отсчёта (ω — угловая скорость этой системы отсчёта), и Лоренца сила $F = (\frac{c}{v})[vB]$, действующая на заряд. частицу с зарядом e , движущуюся со скоростью v в магн. поле (B — магн. индукция, c — скорость света). Каждая из этих сил направлена перпендикулярно скорости, поэтому их работа или мощность при любом перемещении точки (частицы) равна нулю.

ГИРОТРОН — генератор эл.-магн. колебаний СВЧ-диапазона, основанный на вынужденном излучении электронов, вращающихся в однородном постоянном магн. поле. Г. — разновидность маэра на циклотронном резонансе, в котором электроны взаимодействуют с эл.-магн. полем резонатора в условиях, когда фазовая скорость волны больше c .

ГИРОТРОПИЯ — оптическая (от греч. *gyro* — кружусь, вращаюсь и *tropos* — поворот, направление) — совокупность оптич. свойств среды, имеющей по крайней мере одно направление, не эквивалентное обратному, связанных с проявлением эффектов пространств. дисперсии первого порядка; важнейшие из них — эллиптич. двойное лучепреломление и эллиптич. дихроизм (частный случай — вращение плоскости поляризации, откуда и название). Явление Г. было обнаружено Д. Ф. Араго (Д. Ф. Arago) в 1811 в эксперименте с кристаллич. пластинами кварца, вырезанными перпендикулярно оптич. оси.

Ур-ний связи для гиротропной среды имеют вид:

$$D = \varepsilon E + \gamma \nabla \times E, \quad (1)$$

где ε — тензор диэлектрич. проницаемости, E — напряжённость электр. поля световой волны, D — индукция, γ — тензор гирации 3-го ранга, а $\nabla \times$ означает тензорное умножение. Для прозрачных немагн. сред и плоских монохроматич. волн ур-ние (1) можно записать в виде:

$$D = \varepsilon E + [g \nabla, E], \quad E = \varepsilon E + i [k, E], \quad (2)$$

где g — псевдотензор гирации 2-го ранга, k — волновой вектор.

Такое вид ур-ний означает, что ответ среды — индукция D — на внеш. возмущение — поле E — зависит не только от поля в рассматриваемой точке, но и от поля в нек-рой окрестности радиуса a , т. е. учитывается нелокальность связей между векторами поля (см. *Дисперсия пространства*).

Для возникновения Г. необходимо: 1) заметное изменение фазы световой волны на характеристич. расстояния a молекулярного взаимодействия, создающего пространств. дисперсию (параметром a могут быть: размеры молекул, межмолекулярные расстояния, расстояния кристаллич. решётки, длина свободного пробега электронов, экситонов и т. д.); 2) наличие в рассматриваемом объекте орел. диссимметрии (хиральности) — прежде всего отсутствие центра симметрии. Г. может быть как естественной, так и индуцированной, наведённой к. л. полями (электрич., магн.) или деформацией; в сильных световых (лазерных) полях возможна *нелинейная оптическая активность*.

Если Г. обусловлена внутримолекулярными взаимодействиями и локализованными в молекуле возбуждениями, то параметр a отождествляется с размерами молекулы и внутримолекулярными расстояниями. В этом случае говорят о «м о л е к у л я р н о й Г.», связанной с *оптической активностью* молекул.

Если причиной гиротропных свойств кристалла являются межмолекулярные взаимодействия и дelokализов. возбуждения или движение свободных носителей, параметром a соответственно служат межмолекулярные расстояния, радиус молекулярного действия, размеры элементарной ячейки и т. д. В этом случае говорят о «к р и с т а л л и ч е с к о й Г.».

В случае молекулярной Г. диссимметрична внутр. структура самой молекулы, а при кристаллич. Г. диссимметрична структура кристалла (хотя молекулы в свободном состоянии могут быть и симметричными). В кристалде могут существовать одновременно оба вида Г. Т. о., Г. могут обладать и вещества, состоящие из оптичски неактивных молекул, а с другой стороны, вещество, состоящее из оптичски активных молекул (т. е. рацемат), может и не вращать плоскость поляризации (см. *Оптически активные вещества*).

Тензор γ , как всякий тензор 3-го ранга, можно представить в виде суммы неривидимых тензоров — псевдоскаляра, вектора и псевдотензора. В изотропных средах (напр., газе, жидкости, растворе) Г. описывается псевдоскаляром. В этом случае Г. среды определяется Г. самих объектов, из к-рых среда состоит (напр., молекул, ионных группировок, комплексов). Такие объекты наз. оптичски активными.

Векторная компонента проявляется в кристаллах планальных классов средних сингоний только в эллиптич. поляризации вектора E . Псевдотензорная компонента описывает «кристаллические», или «структурные», эффекты, связанные с анизотропией расположения молекул (или иных центров) в кристалле. «Кристаллической» Г. могут обладать не только анатоморфные (хиральные) кристаллы, но и кристаллы иных нецентросимметричных классов.

Световой луч, падающий на прозрачную гиротропную среду, испытывает в ней эллиптич. двойное лучепреломление: с разной скоростью и по разным направлениям в ней распространяются две волны, поляризованные эллиптически, причём эллипс поляризации этих волн несколько различны по размерам и форме, а направления обхода их противоположны. Оси эллипсов взаимно перпендикулярны, однако векторы индукции в них не точно ортогональны. В общем случае двусносного кристалла при падении на него линейно поляризованного света в нём имеет место эллиптич. дупиреломление.

В одноосных кристаллах линейно поляризованный луч, идущий вдоль оптич. оси, испытывает вращение плоскости поляризации вследствие разницы скорости волн с правой и левой поляризации. В др. направлениях имеет место эллиптич. дупиреломление, как и в двусносных кристаллах. При распространении линейно поляризованной волны в оптичски изотропной гиротропной среде в любом направлении в ней распространяются две волны с круговой поляризацией — правой и левой, имеющие различные скорости и соответственно различные показатели преломления. Поэтому плоскость поляризации линейно поляризованной волны по мере распространения в этой среде будет поворачиваться.

При приближении частоты проходящего через среду света к области резонанса (где поглощение ещё пренебрежимо мало, а показатель преломления значительно возрастает) ур-ния (1) и (2), строго говоря, уже не вполне применимы. Как показывает расчёт, в области частот, меньших резонансной, по волзни её может существовать кроме обыкновенной и необыкновенной добавочная третья волна, имеющая другой коэф. преломления по сравнению с основной, а следовательно, и другую длину [1].

Для поглощающих сред явление более сложно; точная теория здесь не построена. Тензор ε , как известно, становится комплексным и неэрмитовым и содержит симметричные и антисимметричные части; то же относится и к тензорам γ и g . Физич. смысл этих частей показан в табл. (здесь показаны и эффекты, возникающие по внеш. магн. поле и в магнитоэлектрич. средах). Если при прямом и обратном прохождении через вещество эффект не меняет знака, он наз. обратимым; в противном случае он наз. невазвратимым. В табл. указаны свойства тензоров ε и γ при обращении координат P и обращении времени T ; знаки «+» и «-» говорят о сохранении или изменении знака при преобразованиях. Из табл. видно, что все невазвратимые эффекты связаны с изменением знака при обращении времени. При наличии поглощения в гиротропных средах возникает эллиптич. или круговой дихроизм. Получаемые при этом ур-ния для распространения волн оказываются весьма сложными и затруднительными для практич. применения, в особенности для произвольных направлений. Для частного случая распространения света в одноосном поглощающем кристалле вдоль оптич. оси амплитуды волн с правой и левой круговыми поляризациями вследствие кругового дихроизма будут различны, а эллиптич. поляризация расположена не перпендикулярно. Поэтому результирующее колебание поляризовано эллиптически, причём по мере распространения волны ось эллипса поляризации поворачивается. Эти эффекты задательно ярче выражены, чем рассмотренные выше для прозрачных двусносных кристаллов.

Физический смысл действительных и мнимых частей тензоров ϵ и μ

Действительные и мнимые части тензоров	Симметричные части	Симметрия свойств относительно		Физические свойства, изображаемые данной частью	Функциональные связи явлений
		обращения пространства P	обращения времени T		
Ree (ϵ)	Симметричная	+	+	Линейное дву-преломление	← оптич. анизотропия
	Антисимметричная	+	-		
Ime (ϵ)	Симметричная	+	+	Линейный дихроизм	← магн. эффекты
	Антисимметричная	+	-	Круговое взаимное дву-преломление	
Re μ (μ)	Симметричная	-	-	Линейный взаимный дихроизм	← гиро-тропизм
	Антисимметричная	-	+	Круговое дву-преломление	
Im μ (μ)	Симметричная	-	-	Гиротропное взаимное дву-преломление	← гиро-тропизм
	Антисимметричная	-	+	Круговой взаимный дихроизм	

Г. газов, паров, жидкостей и растворов определяется оптич. активностью составляющих их молекул. Вклады отд. молекул суммируются, и результат зависит от характера ориентации (напр., в жидких кристаллах, стеклах, полимерах) и межмолекулярных взаимодействий [2]. В молекулярных кристаллах наблюдается Г. молекулярного происхождения, зависящая от ориентации оптически активных молекул; примером могут быть кристаллы сахара, винной кислоты, бензола.

В Г. молекулярных кристаллов важную роль играет деформация молекул внутр. полем кристалла, встречающаяся весьма часто. Оказывается, что ничтожных диссимметричных деформаций — порядка $0,01-0,005 \text{ \AA}$ — достаточно для появления у молекулы оптич. активности. Примером может быть трифенил, молекула к-рого высокосимметрична, а при кристаллизации она деформируется, становится асимметричной и оптически активной (кристалл псевдосимметричен и гиротропен).

Г. ионных кристаллов связывается с ионными группировками, часто деформированными (IO_3 , SO_4 , NO_2 и т. п.), однако учитываются и экситонные эффекты (понадостаточно выделены); примерами могут быть сульфат лития, нитрат натрия.

В полупроводниковых кристаллах Г. связывается как с прямыми межзонными переходами электронов (напр., киновар) и эффектами в зоне проводимости, так и с экситонными взаимодействиями (перенос возбуждений).

Г. наблюдается не только на частотах электронных переходов, но и в области оптич. и акустич. ветвей колебаний решетки. Г. проявляется в спектрах раделевского и комбинац. рассеяния, создавая циркулярную поляризацию в спектрах отражения, а также в циркулярно поляризованной люминесценции [7] гиротропных веществ.

Исследования Г. широко применяются в химии, хим. физике и биофизике для исследования структуры молекул, конформации полимеров, строения жидких

кристаллов, исследования структуры примесных центров, определения симметрии кристаллов и т. п.

Лит.: 1) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом протропной дисперсии в теории экситонов, 2 изд., М., 1979; 2) Кизель В. А., Буриков В. И., Гиротропные кристаллы, М., 1980; 3) Федоров Ф. И., Теория гиротропа, Минск, 1978; 4) Агранович В. М., Гинзбург В. Л., К. Феноменологической адекватности гиротропных сред, ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 838; 5) Бокунт В. В., Семенов А. И., К. Феноменологической теории ступенчатой оптической активности, ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1808; 6) Бокунт В. В., Гирдел С. С., О поляризации электромагнитных волн в гиротропных кристаллах, Кристаллография, 1978, т. 21, с. 284; 7) Виссера Ф. В., Витт Г. Л., Спиральность молекул, Ионное состояние, «Chem. Revs», 1975, т. 77, p. 773. В. А. Кизель.

ГИРОТРОПНАЯ СРЕДА — среда, локальные макроскопич. свойства к-рой инвариантны относительно зеркальных отражений, т. е. меняются при нек-рых зеркальных отражениях. В результате процессы, происходящие в Г. с., обнаруживают несимметрию правого и левого, а соответствующие характеристики Г. с. описываются псевдотензорными величинами (см. *Псевдотензор*). Среда наз. гироэлектрической (гиромегнитной), если псевдотензорной величиной является диэлектрич. (магн.) проницаемость. Типичными примерами Г. с. могут служить *ферриты* и *плазма* во внеш. магн. поле.

Гиротропная среда обычно связана с нарушением зеркальной симметрии (д. с. и м. т. р. и. е. и. о.) образующих ее элементов (напр., частиц) и их свойств. Это нарушение может быть вызвано внеш. воздействиями, напр. механич. сжатием (механич. гиротропизм), наложением магн. и электрич. полей (магнитоактивные среды и электрогиротропизм), вращат. движением среды (динамооптич. эффекты), облучением среды светом (нелинейная оптич. гиротропизм, в частности обратный *Фарадея эффект*). Отсутствие зеркальной симметрии (иногда это свойство наз. хиральностью) может быть присуще также составленным среде частицам (естеств. гиротропизм). Кроме того, гиротропизм среды может быть обусловлена след. причинами: 1) гиротропным характером взаимодействия между частицами (напр., нарушение пространств. четности в *слабых взаимодействиях*); 2) виброагонном упорядоченном состоян. (холостерич. *жидкие кристаллы*, геликоидальные ферромагнетики и др. среды с винтовыми осями симметрии); 3) кризм. «правой» (или «левой») структурой мелкокомпонентных неоднородностей в среде (напр., гиротропная турбулентность и гиротропная хаотич. магн. поля, см. *Гидромагнитное динамо*).

Обычно Г. с. анизотропна, хотя существуют важные исключения: гиротропной может быть изотропная среда, состоящая из хиральных частиц; напр., лодный раствор сахара, в к-ром кол-во «правых» и «левых» молекул различно. Весьма загадочным представляется тот факт, что все наиболее важные ткани живых организмов гиротропны, а именно: образованы хиральными молекулами, находящимися преим. в одной из двух зеркальных форм. В неживой природе кол-во правых и левых молекул в среднем обычно одинаково (р а ц е м и ч е с к а я с м е с ь).

Гиротропная в существенной мере определяет поляризацию и показатели преломления эл.-магн. волн в среде. Благодаря этому обстоятельству, являясь характеристикой Г. с., управляют свойствами эл.-магн. излучения, а измерения параметры эл.-магн. волн, определяют характеристики Г. с., в частности, с гиротропной связаны Фарадея эффект и *Коттона — Муттона эффект*, а также существование свистящих *атмосферных* в ионосфере и *селенонов* в плазме второго тела, возникновение обыкновенных и необыкновенных волн в ферритах и ферродиаэлектриках и т. д. Кроме того, при большой интенсивности излучения гиротропизма способно оказывать существенное влияние на нелинейное взаимодействие волн и на характер их взаимодействия на среду (напр., при нелинейном взаимодействии радиоволн на ионосфере).

Лит.: Пандау Л. Д., Ифимов Е. М., Эвентриандаманя сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 41, М., 1985; Сиrotин Ю. И., Ша с о л с к а я и М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Кизель В. А., Оптический активитет и диссиметрия живых систем, «УФН», 1980, т. 131, с. 209; Байштейн С. И., Зельдович И. Б., Рузмайкин А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; В. В. Коваловский, В. В. Коваловский.

ГИСТЕРЕЗИС (от греч. *hysteresis* — отставание, запаздывание), явление, к-рое состоит в том, что физ. величина, характеризующая состояние тела (напр., намагниченность), неоднзначно зависит от физ. величины, характеризующей внеш. условия (напр., магн. поля). Г. имеет место в тех случаях, когда состояние тела в данный момент времени определяется внеш. условиями не только в тот же, но и в предшествующие моменты времени. Неоднозначная зависимость величин наблюдается в любых процессах, т. е. для каждого состояния тела всегда требуется определить время (время релаксации) и реакция тела отстает от вызывающих её причин. Такое отставание тем меньше, чем медленнее изменяются внеш. условия. Однако для нек-рых процессов отставание при замедлении изомощной внеш. условий не уменьшается. В этих случаях неоднозначную зависимость величин наз. гистерезисной, а само явление Г. Наблюдается Г. в разл. веществах и при разных физ. процессах. Наибольший интерес представляют гистерезис магнитный, гистерезис сегнетоэлектрический и гистерезис упругий.

ГИСТЕРЕЗИС МАГНИТНЫЙ — неоднозначная (необратимая) зависимость намагниченности M магнитоупорядоченного вещества (магнетика) от магн. поля H при его циклич. изменении (увеличении и уменьшении). Общей причиной существования Г. м. является наличие в определенных интервалах изменения H среди состояний магнетика, отвечающих минимуму термодинамического потенциала, метастабильных состояний (пару со стабильными) и необратимых переходов между ними. Г. м. можно также рассматривать как проявление магн. ориентационных фазовых переходов первого рода, для к-рых прямой и обратный переходы между фазами в зависимости от H происходят, в силу указанной метастабильности состояний, при разл. значениях H .

На рис. схематически показана типичная зависимость Г. м. (рис. 1). Кривые 1 и 2 — максимальная, M_c — остаточная намагниченность, H_c — коэрцитивная сила, M_s — намагниченность насыщения. Кривая a — кривая намагничивания, b и c — кривые перематгивания.

M от H в ферромагнетике: из состояния $M=0$ при $H=0$ с увеличением H значение M растёт по кривой a (осн. кривой намагничивания) и в достаточно сильном поле $H \geq H_m$ становится практически постоянной и равной намагниченности насыщения M_s . При уменьшении H от значения H_m обратный ход изменения $M(H)$ уже не будет описываться кривой a и намагниченность при $H=0$ не вернётся к значению $M=0$. Это изменение описывается кривой b (кривой разматгивания), и при $H=0$ намагниченность принимает значение $M = -M_R$ (т. е. намагниченность отстачающая). Как видно из рис., для полного разматгивания вещества ($M=0$) необходимо приложить обратное поле $H = -H_c$, наз. коэрцитивной силой. Далее, когда поле достигнет значения $H = -H_m$, образец намагничивается до насыщения ($M = -M_s$) в обратном направлении. При дальнейшем изменении H от $-H_m$ до $+H_m$ намагниченность изменяется вдоль кривой c . Ветви b и c , получающиеся

при циклич. изменении H от $+H_m$ до $-H_m$ и обратно, вместе образуют замкнутую кривую, наз. максимальной (или предельной) петлей гистерезиса (ПГ). При этом b наз. нисходящей, а c — восходящей ветвями ПГ.

При циклич. намагничивании в полях $-H_c < H < H_m$, где $H_1 < H_m$, зависимость $M(H)$ будет описываться замкнутой кривой (часть 1 на рис.), делению легкой ветви макс. ПГ (кривые 2 и 0 ПГ), с увеличением H_1 частые ПГ расширяются и при $H_1 = H_m$ достигают макс. ПГ. Частная ПГ оказывается несимметричной, если макс. поля H_1 , прикладываемые в прямом и обратном направлениях, неодинаковы. Описанные ПГ характерны для достаточно медленных процессов перематгивания, и при к-рых сохраняется квазиравновесная связь между M и H для соответствующих метастабильных состояний, и наз. квази статическими (или релаксационными) ПГ. Отставание M от H при намагничивании и разматгивании приводит к тому, что энергия, приобретаемая ферромагнетиком при намагничивании, не полностью отдается при разматгивании. Термояма за один полный цикл энергия равна интегралу $\oint H dM$, определяющему площадь ПГ. В конечном итоге она превращается в тепло, идущую на нагревание образца. Эти потери магнитные, определяемые статич. ПГ, наз. гистерезисными.

При динамич. перематгивании образца неравновесным магн. полем H гистерезисные потери в общем случае составляют лишь часть полных потерь магн. энергии. При этом зависимость $M(H)$ описывается динамич. кривыми ПГ, не совпадающими со статической. Для петель одинаковой высоты (одинаковым макс. M) динамич. ПГ обычно шире статической. Последнее обусловлено тем, что в квазиравновесном гистерезисном потерях добавляются динамич. потери, к-рые могут быть связаны с магнитной вязкостью, вихревыми токами (в проводниках) и др. явлениями.

Форма ПГ и наиболее важные характеристики Г. м. (остаточная H_c , M_R и др.) существенно зависят от хим. состава вещества, его структурного состояния и температуры, от характера и распределения дефектов в образце, а следовательно, и от деталей технологии его приготовления и последующей физ. обработки (тепловой, механической, термоматгивной и др.). Т. о., варьируя обработку, можно существенно менять гистерезисные характеристики и вместе с ними свойства магн. материалов. Диапазон изменения этих характеристик весьма широк. Так, H_c может принимать значения от 10^{-3} для магнитно-мягких материалов до 10^4 Э для магнитно-твёрдых материалов.

Явления Г. м. наблюдаются не только при изменении поля H по величине и знаку, но также и при его вращении (гистерезис вращательный), что соответствует отставанию (задержке) изменения направления M с изменением направления H . Гистерезис магн. вращений возникает также при вращении образца относительно фиксированного направления H .

Теория явления Г. м. учитывает конкретную магнитную доменную структуру образца и её изменения в ходе намагничивания и перематгивания. Эти изменения обусловлены смещением доменной границ и ростом одних доменов за счёт других, а также вращением вектора намагниченности в доменах под действием внеш. магн. поля. Всё, что задерживает эти процессы и способствует попаданию магнетиков в метастабильные состояния, может служить причиной Г. м.

В образцах ферромагнитных частиц (в частности малых размеров, в к-рых образование доменов энергетически невыгодно) могут идти только процессы вращательного M . Эти процессы приводят к магнитной анизотропии разл. происхождения (анизотропия самого кристалла, анизотропия формы частиц, анизотропия упругих напряжений и др.). Благодаря анизотропии M как бы удерживается нек-рым внутр. полем H_d

(эфф. полем магн. анизотропии) вдоль одной из осей лёгкого намагничивания, соответствующий минимуму энергии Г. м. возникает из-за того, что два направления M (по и против) этой оси в магнитоупорном образце или несколько эквивалентных (по энергии) направлений M в магнитоупорном образце соответствуют состояниям, отделённым друг от друга потенциальным барьером (пропорциональным H_A). При перемагничивании однонаправленных частей вектор M рядом последовательных необратимых скачков поворачивается в направлении H . Такие повороты могут происходить как однородно, так и неоднородно по объёму. При однородном вращении M коэрцитивная сила $H_c \approx H_A$. Более универсальным является механизм неоднородного вращения M . Однако наиб. влияние на H_c он оказывает в случае, когда осн. роль играет анизотропия формы частиц. При этом H_c может быть существенно меньше эфф. поля анизотропии формы.

В многодоменных образцах, где перемагничивание обусловлено в первую очередь смещением доменных границ, одной из гл. причин Г. м. может служить задержка смещения границ на дефектах (немагнитные включения, межзёрновые границы и др.) и их последующие необратимые скачки. В ряде случаев, напр. в ферромагнетиках с достаточно большими H_A , Г. м. может определять задержку образования и роста зародышей перемагничивания, из к-рых развивается доменная структура. Зародыши возникают путём неоднородного вращения M , напр. в участках с локально повышенной (n , за счёт дефектов) анизотропией. В полях $H = -H_n$, наз. полями зарождения, энергетич. барьер, связанный с локальным полем H_A , исчезает и происходит образование зародыша, к-рый затем или растёт, или затормаживается на дефектах. Зародышами могут являться также остатки доменной структуры, локализованные на дефектах образца и неучитываемые в процессе его намагничивания. Рост зародыша начинается при достижении поля старта $H = -H_s$. При $|H| > |H_s|$ энергия, идущая на создание граничного слоя зародыша, перекрывается выигрышем энергии в объёме образца. Если $|H_n| > |H_s|$, то Г. м. связан с задержкой образования, а при $|H| < |H_s|$ — с задержкой роста зародыша. В обоих случаях при перемагничивании образца вдоль оси лёгкого намагничивания возникают прямоуг. ПГ.

С Г. м. связано гистерезисное поведение при циклич. изменении H целого ряда др. физ. свойств, так или иначе зависящих от состояния магнетика, от распределения намагниченности (или др. параметра магн. порядка) в образце, напр. гистерезис магнитострикции, гистерезис гальваномагнитных явлений и магнитоопт. явлений (см. Магнитооптика) и т. д. Кроме того, т. к. намагниченность неоднородно изменяется (из-за метастабильных состояний) также в зависимости от др. внеш. воздействий (темп-ры, упругих напряжений и др.), то имеет место гистерезис как самой намагниченности, так и зависящих от неё свойств при циклич. изменении указанных воздействий. Простейшими примерами являются температурный Г. м. (неоднозначная температурная зависимость M при циклич. нагревании и охлаждении магнетика) и магнитоупругий гистерезис (неоднозначное изменение M при циклич. наложении и снятии внеш. одностороннего напряжения).

Лит.: Вейсовский С. В., Магистрат, М., 1971, с. 839—82. Б. Н. Филиппов.

ГИСТЕРЕЗИС СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ — неоднозначная петлеобразная зависимость поляризации \mathcal{P} сегнетоэлектриков от внеш. электрич. поля E при его циклич. изменении. Сегнетоэлектрич. кристаллы обладают в определ. температурном интервале спонтанной (самопроизвольной, т. е. возникающей в отсутствие внеш. электрич. поля) электрич. поляризации \mathcal{P}_c . Направление поляризации может быть изменено электрич. полем. При этом зависимость $\mathcal{P}(E)$ в полярной фазе неоднозначна, значение \mathcal{P} при данном E зависит от

предыстории, т. е. от того, каким было электрич. поле в предшествующие моменты времени (рис. 1). Осн. параметры Г. с. — остаточная поляризация кристалла $\mathcal{P}_{ост}$ при $E=0$, значение поля E_K , при котором происходит переполаризация (коэрцитивное поле), макс. поляризация $\mathcal{P}_{макс}$, соответствующая полю $E_{макс}$. Для совершенных монокристаллов петли Г. с.

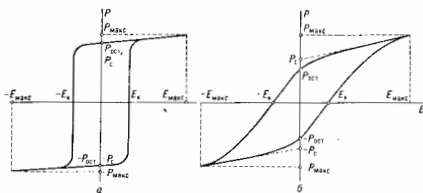


Рис. 1. Зависимость поляризации \mathcal{P} от электрического поля E для сегнетоэлектрического кристалла в полярной фазе: а — идеальный кристалл, б — реальный сегнетоэлектрик.

имеет форму, близкую к прямоугольной, и $\mathcal{P}_{ост}$ близко к \mathcal{P}_c (рис. 1, а). В реальных кристаллах и сегнетоэлектрич. керамике петля имеет шпун форму, $\mathcal{P}_{ост}$ сильно отличается от \mathcal{P}_c , процесс переполаризации затвигается на большой интервал значений E (рис. 1, б).

Существование Г. с. следует из феноменологии теории сегнетоэлектрич. явлений, в соответствии с к-рой в сегнетоэлектрич. кристалле возможно фиксированное число равновесных состояний с определ. направлением \mathcal{P}_c . В идеальном кристалле в отсутствие электрич. поля состояние равновесия соответствует однородной поляризации; реальный кристалл, как правило, разбивается на домены, в к-рых ориентация \mathcal{P}_c соответствует указанным направлениям. В одноосных сегнетоэлектриках возможны лишь два противополож.

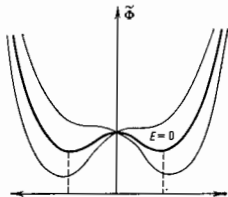


Рис. 2. Зависимость термодинамического потенциала Φ сегнетоэлектрического кристалла от поляризации \mathcal{P} при $E=0$ (зигзаг линия) и $E \neq 0$ (тонкая линия).

ных направлений \mathcal{P}_c вдоль полярной оси. Равновесным значениям \mathcal{P}_c отвечают два симметричных минимума на зависимости термодинамич. потенциала Φ от поляризации (сплошная кривая, рис. 2). При наложении поля E в равновесии реализуется состояние с поляризацией, отвечающей минимуму ф-ции $\Phi = \Phi - E\mathcal{P}$; зависимость $\Phi(\mathcal{P})$ становится несимметричной (нункитр на рис. 2), и миним. значению Φ соответствует то значение \mathcal{P}_c , к-рое совпадает по направлению с E . Переполаризация происходит, когда вперед значений ф-ции Φ , соответствующих её минимумам, становится достаточно заметным, а высота потенциального барьера, разделяющего состояния с противоположной ориентацией \mathcal{P}_c , — достаточно малой. При циклич. изменении E переполаризация будет происходить с запаздыванием, обуславливая образование петли Г. с. В идеальном кристалле коэрцитивное поле должно соответствовать такому исчезновению потенциального рельефа (рис. 2), при к-ром один из минимумов практически исчезает и изменение направления \mathcal{P}_c происходит скачком, 493

одновременно по всему объёму кристалла. В реальных кристаллах процесс переполаризации протекает путём зародки и разрастания в объёме кристалла областей с «благоприятным» по отношению к полю направлением поляризации.

В сегнетоэлектриках с фазовым переходом первого рода при темп-рах, несколько превышающих темп-ру фазового перехода T_c , в перем. полях формируются двойные петли Г. с. (рис. 3). Петли такого рода связаны с поляризацией, индуцируемой полем E в пара-

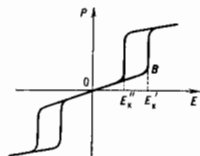


Рис. 3. Двойные петли гистерезиса в сегнетоэлектриках.

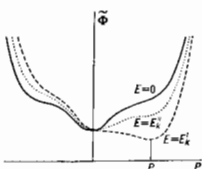


Рис. 4. Зависимость Φ от поляризации в неполярной фазе вблизи T_c при $E=0$, $E=E'_K$, $E=E''_K$.

электрической (неполярной) фазе. При увеличении поля на участке OB (в параэлектрич. фазе вблизи T_c) зависимость $\Phi(E)$ близка к линейной, как в обычных диэлектриках; при $E=E'_K$ в кристалле индуцируется спонтанная поляризация, к-ран исчезает при уменьшении поля в точке $E=E_K$. Возможность формирования двойных петель Г. с. связана с особенностями зависимости $\Phi(P)$ в параэлектрич. фазе вблизи T_c (рис. 4). В параэлектрич. фазе, наряду с устойчивым состоянием $\Phi=0$ при $E=0$, возможно появление при $E \neq 0$ боковых минимумов, соответствующих поляризованному состоянию. При увеличении поля и достижении значения $E=E'_K$, достаточного для исчезновения минимума ф-ции $\Phi(P)$ при $\Phi=0$, кристалл скачком изменяет свою поляризацию от $\Phi \sim 0$ до $\Phi = \Phi'$. При обратном ходе скачок в устойчивое состояние $\Phi \approx 0$ происходит при поле $E=E_K$, соответствующем исчезновению бокового минимума. При изменении знака E изменяется и знак индуцируемой полем поляризации; в перем. поле зависимость $\Phi(E)$ имеет форму петли, состоящей из 2 лепестков (рис. 3).

Для наблюдения петель Г. с. обычно используются разл. модификация схемы Соуэра — Тауэра (рис. 5).

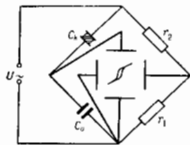


Рис. 5. Схема для наблюдения петель гистерезиса.

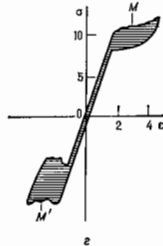
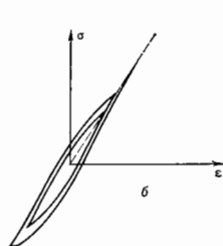
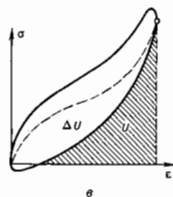
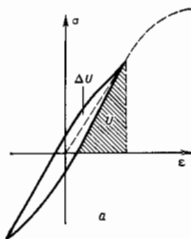
Кристаллич. конденсатор C_K , состоящий из пластины полярного среза сегнетоэлектрич. кристалла с нанесёнными на него металлич. электродами, включается в мостовую схему [C_0 — ёмкость ($C_0 \gg C_K$), r_1 и r_2 — сопротивления]. Горизонтальное отклонение луча осциллографа пропорционально напряжению, приложенному к электр. т. е. E . На вертикал. пластину осциллографа подается напряжение $U=Q/Q_0$, где Q — заряд на каждой из последовательно соединённых ёмкостей C_K и C_0 . Т. к. $Q=\Phi S$ (S — площадь электродов), то при циклическом изменении U на экране осциллографа наблюдается зависимость $Q(U)$ или в оцредел. масштабе $\Phi(E)$.

Лит. см. при ст. Сегнетоэлектрики.

Б. А. Струков.

ГИСТЕРЕЗИС УПРУГОЙ — отставание деформации упругого тела от напряжений по фазе, в связи с чем в каждый момент времени величина деформации тела является результатом его предьстории. При циклич. при-

ложении нагрузки диаграмма, изображающая зависимость деформации ϵ от напряжений σ , даёт петлю Г. у. (рис.). Площадь петли ΔU пропорциональна доле энергии упругости, перешедшей в тепло. Для оценки величины Г. у. пользуются отношением $\Psi = \Delta U/U$, где U — энергия упругой деформации (штриховка на рис.). Ψ является одной из мер *внутреннего трения* в твёрдых телах, что указывает на непосредств. связь Г. у. с внутр. трением. У металлич. материалов в пределах упругости $\Psi < 1$, у резиноподобных веществ,



Характерные петли упругого гистерезиса: а — при простом (монотонном) циклическом нагружении; б — при затухании колебаний; в — при нелинейных упругих деформациях резины; г — при обратном марксеновском превращении кристаллических твёрдых растворов.

пластмасс и у металлов после больших пластич. деформаций может быть $\Psi \gg 1$. У анизотропных кристаллов и у дерева петли Г. у. отличаются до осей анизотропии, а у резины (рис. в) и пластмасс при нелинейности упругих деформаций имеют особую, часто нестабильную форму.

Различают два вида Г. у. — динамический и статический. Динамический Г. у. наблюдают при циклически изменяющихся напряжениях, макс. амплитуда к-рых существенно ниже предела упругости. Причиной этого вида Г. у. является неупругость либо вязкоупругость. При неупругости, помимо чисто упругой деформации (отвечающей закону Гука), имеется составляющая, к-ран полностью исчезает при снятии напряжений, но с нек-рым запазданием, а при вязкоупругости эта составляющая полностью со временем не исчезает. Как при неупругом, так и вязкоупругом поведении величина ΔU не зависит от амплитуды деформации и меняется с частотой изменения σ . Динамич. Г. у. возникает в результате *термоупругости*, магнитоупругих явлений, а также изменения положения точечных дефектов и растворённых атомов в кристаллич. решётке тела под влиянием приложенных напряжений.

Статический Г. у. имеет место как при статич., так и при циклич. нагрузках под действием на-

пряжений, близких к пределу упругости. В этом случае петля Г. у. не зависит от скорости нагружения или частоты колебаний, но может изменяться при многократных нагружениях, что указывает на связь между явлениями Г. у. и *усталостью материалов*. Причинами, вызывающими статич. Г. у., являются трение в кристаллич. решётке при движении дислокаций (силы Пайерлса); обратное выгибание дислокаций (не вызывающее изменения их плотности и распределения), закреплённых атомами примесей, точечными дефектами и др. дислокациями; анигиляция дислокаций, а также появление в отд. зёрнах поликристаллич. материала локальной пластич. деформации, создающей в окружающей среде остаточные напряжения, к-рые при изменении направления нагружения тела вызывают локальную пластич. деформацию обратного знака. При циклич. изменении напряжения уругая энергия необратимо превращается в тепло. Поскольку внутр. процессы, приводящие к статич. Г. у., возможны при напряжениях, вызывающих пластич. деформацию, то этот вид Г. у. представляет интерес для изучения усталости материалов, но не для изучения тонких релаксационных явлений в них.

В нек-рых кристаллич. твёрдых растворах (прим. металлы) при статич. нагружении наблюдают петлю Г. у. нерегулярной формы (рис. 1, а). Это связано с т. н. псевдоупругим поведением материалов, в к-рых под влиянием приложенных нагрузок происходит *мартенситное превращение* выше темп-ры термодинамич. равновесия «исходная фаза — мартенсит». При снятии нагрузки идёт упругообратное превращение «мартенсит — исходная фаза». В этом случае металлч. растворы ведут себя подобно резине, обнаруживая псевдоупругую деформацию величины порядка единиц процентов.

Эксперим. изучение Г. у. проводят по прямым записям нетель (с помощью механич., оптич., эл.-измерит. аппаратуры, регистрирующей усилия и деформации), по затуханию свободных колебаний, но измерению резонансных пиков амплитуд вынужденных колебаний или ширины резонансной кривой. Удаётся измерять мощность резонансного возбуждения, сдвиг фаз между силами и перемещениями, оценивать теплоотдачу и проводить прямое калориметрирование выделенного тепла.

Явление Г. у. как проявление упругого несовершенства свойственно всем твёрдым телам и отмечается даже при темп-рах, близких к абс. нулю. Оно является причиной затухания свободных колебаний самих упругих тел, затухания в них звука, уменьшения коэфф. восстановления при неупругом ударе и обуславливает необходимость затраты внеш. энергии для поддержания вынужденных колебаний. В зависимости от назначения деталей оно может рассматриваться как нежелательное (потери энергии) или как полезное (гашение колебаний в упругих демпферах или ограничение их в лопатках винтов, лопатках, дисках, валах турбин и двигателей).

Лит.: З и н е р К., Упругость и неупругость металлов, пер. с англ., в кн.: Упругость и неупругость металлов, М., 1954; Микропластичность [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1972; Н о в и к А., Б е р н е р Б., Релаксационные явления в кристаллах, пер. с англ., М., 1975; Х а л д р о с Д., А р б у з о в а И., Мартенситное превращение, эффект памяти и сверхупругость, в кн.: Металлы, электроника, решетка, К., 1975; Г о л о в и н С., П у ш к а р А., Микропластичность и усталость металлов, М., 1980. В. М. Розенберг.

ГИСТОГРАММА (от греч. *histós* — столб и *grámma* — запись) — представление для плотности распределения вероятности (ПРВ) случайной величины в виде ступенчатой ф-ции. Метод Г. является одним из методов непараметрич. оценивания ПРВ и состоит в следующем. Пусть x_1, x_2, \dots, x_n — случайные чл-е, ПРВ к-рых надо оценить. Разобьём интервал (l_0, l_m) , содержащий эти случайные числа, на m отрезков (t_i, t_{i+1}) , наз. каналами или ячейками Г. Длины отрезков $t_{i+1} - t_i$ наз. ширинами каналов, на практике для простоты их часто выбирают равными между собой. Подсчитаем n_i — кол-во

случайных чисел, попавших в каждый отрезок (канал Г.). Искомая ступенчатая ф-ция $f_n(t)$ в интервале $t_0 < x < t_m$ определяется соотношением $f_n(t) = n_i/n(t_{i+1} - t_i)$, вне указанного интервала ф-ция $f_n(t)$ не определена и её обычно полагают равной нулю. Можно показать, что при больших n_i значение $f_n(t)$ близко к ср. значению ПРВ на отрезке, содержащем t_i , а ошибка оценки значения ПРВ $\sigma \sim \sqrt{n_i} \sigma(t)$. Учитывая это обстоятельство, ширины каналов выбирают так, чтобы n_i были достаточно велики. С др. стороны, если x_k вылиются результатами измерений, ширины каналов не следует выбирать слишком маленькими, чтобы избежать ошибок измерения величин x_k .

Графически Г. можно изобразить в виде столбчатой диаграммы, состоящей из смежных прямоугольников, построенных на прямой линии так, что площадь каждого прямоугольника пропорциональна n_i/n . В нек-рых случаях, напр. при очень больших n_i , Г. можно считать искомой ф-цией ПРВ, заданной таблицей. Сравнивая Г. и предполагаемую ф-цию ПРВ $f(x)$ (графически или численно), можно сделать заключение о соответствии выборки случайных чисел предполагаемой ПРВ. При этом надо иметь в виду, что несоответствие Г. и $f(x)$ может быть обусловлено флуктуациями чисел n_i , соответствующих *биномиальному распределению* с дисперсией

$$D = \frac{n_i^2}{n-1} \left(1 - \frac{n_i}{n} \right) C_n^2 \approx n_i$$

(см. *Статистический критерий гипотез*). В ряде случаев по Г. удобнее вычислять приближённое значение моментов распределения $f(x)$, причём при правильно выбранной ширине канала потери информации практически не происходят.

Метод Г. применяется в обработке физ. информации, для выделения сигналов из шума, в автоматич. распознавании образов, для сокращения объёма данных, для представления получаемых результатов в виде спектров.

А. А. Лебедев.

ГЛАВНАЯ СЕРИЯ — спектральная серия в спектрах атомов щелочных металлов, соответствующая переходам между верхними Р-уровнями энергии (орбитальное квантовое число $l=1$) и осн. S-уровнем ($l=0$). Наблюдается как в поглощении, так и в испускании. Волновые числа линий Г. с. приближённо определяются ф-лой

$$\nu = R \left(\frac{1}{(n_1 + s)^2} - \frac{1}{(n_2 + p)^2} \right),$$

где R — *Ридберга постоянная*, s и p — постоянные, характерные для данного хим. элемента, n_1 и $n_2 \geq n_1 \geq n_2$ — главные квантовые числа, причём n_1 для данного элемента фиксировано (для Li, Na, K, Rb и Cs значения n_1 равны 2, 3, 4, 5 и 6 соответственно). Линии Г. с. — дублетные (что определяется расщеплением Р-уровня) и весьма интенсивные. Г. с. Na начинается с жёлтой линии (дублет 589,0 нм, 589,59 нм; $n_1 = n_2 = 3$) — самой интенсивной в спектре Na.

М. А. Емельяев.

ГЛАВНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ИНТЕГРАЛА — значение собственного интеграла, регуляризованного по Коши. Для Г. з. и. используют след. обозначения: $P \int, \int_c$,

$V. p. \int$ (сокращение от *Valeur principale* предложено О. Коши, А. Саччу). Модели, применяемые для описания физ. явлений, как правило, идеализируют реальность, отбрасывая несущественные или усложняющие детали. При матем. обработке таких моделей и возникают несобственные интегралы. На практике встречаются три случая.

1) Интеграл в неогранич. пределах, $\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx$. Регуляризация состоит во введении симметричных конечных пределов $-A, A$, тогда

$$P \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = \lim_{A \rightarrow \infty} \int_{-A}^A f(x) dx,$$

если этот предел существует. Для нечётной ф-ции $f(x)$ Г. з. и. равно нулю.

2) Интеграл $\int_a^b f(x) dx$ от неогранич. ф-ции $f(x)$, интегрируемой на любой части интервала (a, b) , не содержащей особой точки c , $a < c < b$. Регуляризация состоит в симметричном «вырезании» окрестности точки c из интервала:

$$P \int_a^b f(x) dx = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left(\int_{a-\epsilon}^{c-\epsilon} f(x) dx + \int_{c+\epsilon}^b f(x) dx \right)$$

если этот предел существует.

3) Интеграл типа Коши $\int_L f(\xi) d\xi / (\xi - a)$, где L — контур в комплексной плоскости, ξ — точка на нём, а ф-ция f интегрируема на L (см. Коши интеграл). Регуляризация состоит в «вырезании» из L части, содержащейся в круге радиуса ϵ с центром в a . Г. з. и. типа Коши даёт формулы типа Сохоцкого $(\xi - a \pm i0)^{-1} = \mp i\pi \delta(\xi - a) + P(\xi - a)^{-1}$, определяющими обобщённую ф-цию $P(\xi - a)^{-1}$ через граничное значение аналит. ф-ции $(z - a)^{-1}$ и дельта-функцию $\delta(\xi - a)$.

Лит.: Мухомель Я. И., Сингулярные интегральные уравнения, 3 изд., М., 1968; Киржич И. Д., Лыцко В. И., Итоговые методы теории многих частиц, М., 1963; В. И. Писков. ГЛАВНОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО — квантовое число $n = 1, 2, 3, \dots$, определяющее для водорода и водородоподобных атомов возможные значения энергии. Для сложного атома Г. к. ч. нумерует последоват. уровни энергии (в порядке возрастания энергии) с заданным значением азимутального квантового числа $l: n = l + 1, l + 2, l + 3, \dots$

ГЛАГ-ТЕОРИЯ — теория сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова, см. Сверхпроводимость и Гинзбурга — Ландау теория.

ГЛАУБЕРОВСКАЯ ПОПРАВКА — поправка в сечении рассеяния быстрой частицы на системе слабо связанных частиц, учитывающая экранировку (затенение) одних частиц системы другими. Впервые рассмотрена Р. Глаубером в 1955 [1, 2, 3].

В нерелятивистской квантовой механике общая картина рассеяния быстрой частицы на такой составной системе сводится к последоват. рассеянию на отд. частицах мишени. Результирующее рассеяние при этом получается усреднением по положениям рассеивающих частиц. Если рассеяние на отд. частице носит в осн. характер дифракционного рассеяния, то после первого соударения налетающая частица выбывает из пучка и частицы мишени, расположенные за этим рассеивателем по направлению движения налетающей частицы, не участвуют в рассеянии.

Г. н. существуета для рассеяния адронов высокой энергии на ядрах, а также (следствие векторной доминантности) для процессов рождения адронов на ядрах фотонами высокой энергии (см. Векторной доминантности модель, Электромагнитное взаимодействие).

Полное сечение рассеяния σ , напр., пиона на дейтроне равно:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 - \frac{\sigma_1 \sigma_2}{4\pi} \left(\frac{1}{r} \right) = \sigma_1 + \sigma_2 - \delta\sigma, \quad (1)$$

где σ_1, σ_2 — полные сечения рассеяния пиона на отд. нуклонах дейтрона, r — расстояние между нуклонами в дейтроне (скобки означают усреднение по всем возможным расстояниям в дейтроне). Последнее слагаемое в (1) учитывает экранировку одного нуклона в дейтроне другим и наз. Г. п.

Нерелятивистской кинематике, приводящей к (1), соответствует представление о том, что при каждом соударении с отд. частицами мишени происходит упругое рассеяние. При релятивистском подходе учитывается, что после первого взаимодействия с частицей мишени могут образовываться новые состояния с зэф. массой M , превышающей массу налетающего адрона (неупругое рассеяние); в этом случае с ростом энергии E ста-

вятся существенными большие продольные по отношению к оси соударения расстояния. Напр., при рассеянии нуклона (массы μ) на ядре он может превратиться (согласно соотношению неопределённостей) на время $\tau \sim \hbar/\mu c^2$ (или в используемой ниже системе единиц $\hbar = c = 1$ на $\tau \sim 1/\mu$) в собственной системе отсчёта в виртуальные нуклон и пион. В лаб. системе он будет находиться в этом состоянии в течение времени $\sim r/\mu c^2$ (где r — импульс нуклона, $p = |p|$) и пройдёт расстояние $\sim r/p\mu c^2$. Если $r/p\mu c^2$ становится порядка радиуса R ядра или превосходит его, то взаимодействие налетающего адрона с нуклонами ядра, расположенными в трубке (вдоль направления импульса налетающей частицы) с площадью сечения $\sim 1/\mu^2$, нельзя разделить на последоват. столкновения, т. к. за время нахождения адрона в таком виртуальном состоянии он успеет взаимодействовать со всеми нуклонами, встретившимися на его пути. Это ограничивает область применимости формулы (1) со стороны высоких энергий.

Если, напр., при рассеянии на дейтроне при первом взаимодействии нуклон получит импульс отдачи, сильно превышающий обратный радиус дейтрона, то дейтрон развалится. При невысоких энергиях малые передачи импульса возможны только при упругом рассеянии и справедлива формула (1). При релятивистских энергиях становится возможным рождение частиц при очень малых переданных импульсах, порядка $(M^2 - \mu^2)/E$. Учёт возможности образования неупругих промежуточных состояний был проведён В. Н. Гринбергом [4]. При учёте вакуумных полюсов Редже — поперонов (см. Редже полюсов метод) анализ приводит к замене во в (1) на

$$\Delta\sigma = 2 \int dk^2 F(4k^2) d\sigma^N/dk^2 = \delta\sigma + \Delta_{\text{н.п.}}\sigma, \quad (2)$$

где $F(k^2)$ — зарядовый форм-фактор дейтрона; $d\sigma^N/dk^2$ — сумма сечений всех процессов, которые могут происходить при взаимодействии налетающего адрона с нуклоном при заданном квадрате k^2 переданного нуклоном импульса, $\Delta_{\text{н.п.}}\sigma$ — добавка к сечению за счёт неупругой экранировки в ядрах.

Наличие неупругих добавок к Г. н. приводит из-за образования бодовых тяжёлой системы в промежуточном состоянии к дополнит. сдвигу фазы амплитуды рассеяния на ядре и тем самым — к возникновению дополнит. вклада в дейтрит. часть амплитуды адрон-ядерного рассеяния. Такие поправки также увеличивают экранирование в амплитуде упругого рассеяния адронов на ядрах. Аналогичные поправки к сечению процессов неупругой дифракционной диссоциации на ядрах могут иметь противоположный знак, приводя к т. н. антиэкранировке.

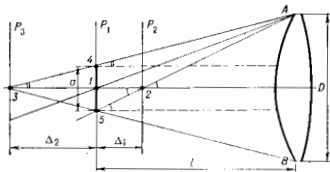
Лит.: 1) G. I. A. и B. E. R. J. Cross sections in deuterium at high energies, Phys. Rev., 1953, т. 90, с. 232; 2) Г. и А. б. е. Р. Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами, «УФН», 1971, т. 103, с. 641; 3) Г. и Б. в. В. Н., Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях, «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 692; 4) Г. и Б. в. В. Н., Взаимодействие π -нуклонов и электронов с ядрами при высоких энергиях, «ЖЭТФ», 1969, т. 57, с. 1306.

ГЛОБАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ (франц. global — всеобщий, от лат. globus — шар) — симметрия относительно группы непрерывных преобразований полей при условии, что параметры преобразований не зависят от пространственно-временных координат. Г. с. может быть как пространственно-временной симметрией, так и внутренней симметрией. Нек-рые из Г. с. допускают расширение до локальной симметрии.

ГЛУБИНА ВОЗБРАЖАЕМОГО ПРОСТРАНСТВА (глубина резкости) — расстояние в пространстве предметов (объектов) в направлении оптич. оси системы между плоскостями, ограничивающими ту область, точки и-рой изображаются в плоскости фокусировки достаточно резко (кружками с диаметром, не превосходящим заданный допустимый). Г. и. п. является

одной из характеристик оптич. систем, строящих изображение (объектива, лупы, микроскопа).

Наблюдатель, рассматривающий через оптич. систему AB (рис.) пространство предметов, видит вполне резко только точки плоскости наводки (т. н. основного плана) P_1 , находящейся на расстоянии l от AB . Точки плоскостей P_2 и P_3 , лежащих на расстояниях соответственно Δ_1 и Δ_2 от P_1 , ближе или дальше P_1 от оптич. системы, будут видны как круги, диаметр k -рых a



определяется величинами l , Δ_1 , Δ_2 и диаметром входного зрачка D . Это объясняется неоднородностью оптич. расположения точек плоскостей P_1 , P_2 и P_3 (напр. точки 1, 2 и 3) при наблюдении через объектив ненулевого диаметра. Так, при рассматривании через участок A и наведение системы на плоскость P_1 точка 3 будет проектироваться в точку 4 (а точка 2 в точку 5); при рассматривании через участок B точка 3 проектируется в точку 5 (точка 2 в точку 4). Для всего объектива, наведенного на плоскость P_1 , точка 3 (и, аналогично, точка 2) будет изображаться множеством точек, образующих в проекции на P_1 круг диаметра a (пятно размытия). Если этот диаметр меньше некр. максимально допустимой величины $a_{\text{доп}}$, связанной с угловым пределом разрешения глаза, то пятно размытия будет восприниматься наблюдателем как точка. В случае $a = a_{\text{доп}}$ плоскости P_2 и P_3 называются соответственно передним и задним илами, а Γ , и. п. T_{Γ} в приближении геометрической оптики равна (как следует из рис.)

$$T_{\Gamma} = \Delta_1 + \Delta_2 = \frac{2Da_{\text{доп}}l}{D^2 - a_{\text{доп}}^2}$$

При наблюдении в микроскоп Γ и. п. является суммой трёх глубин: геометрической, рассмотренной выше, аккомодационной $T_{\text{ак}}$, определяемой способностью глаза аккомодировать в процессе наблюдения объёмного предмета на различно удалённых точках, и дифракционной $T_{\text{диф}}$, определяемой дифракц. явлениями в микроскопе:

$$T = T_{\Gamma} + T_{\text{ак}} + T_{\text{диф}} = \frac{L\psi}{\Gamma A} + \frac{L}{\Gamma^2} + \frac{n\lambda}{2\Delta_1}$$

где L — положение переднего глаза для глаза, обычно $L = 250$ мм, Γ — увеличение микроскопа, A — числовая апертура микроскопа, n — показатель преломления иммерсионной жидкости, λ — длина волны света, ψ — угловой предел разрешения глаза (обычно $1' - 4'$).

Лит.: Справочник конструктора оптико-механических приборов, под ред. В. А. Панова, 3 изд., Л., 1980; Теория оптич. систем, 2 изд., М., 1981. **А. П. Газарин.**
ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ магнитного поля в сверхпроводник — характерная толщина (δ) поверхностного слоя сверхпроводника, в к-ром происходит спадание до нуля внеш. магн. поля (в глубине массивного сверхпроводника магнитное поле равно нулю, что связано с существованием поверхностных сверхпроводящих токов, полностью экранирующих внешнее магнитное поле; см. *Мейснера эффект*).

Математически Γ . п. определяется как

$$\delta = \frac{1}{H} \int_0^H B(x) dx, \quad (1)$$

где H — внеш. магн. поле, направленное, как и вектор магн. индукции B внутри сверхпроводника, параллельно поверхности сверхпроводника, занимающего полу-пространство $x > 0$. При экспоненциальном спадении магн. поля в глубь сверхпроводника $B = H \exp(-x/\delta)$. Значение δ в показателе экспоненты определяется формулой (1). Именно такой экспоненциальный закон спадения магн. поля наблюдается в т. н. лондонском случае (рассмотрен братьями Ф. и Х. Лондонами в 1935, [1]), когда δ можно превосходит длину когерентности ξ_0 (см. *Сверхпроводимость*). При этом $\delta^2 = \delta_L^2 = mc^2/4\pi e^2 n_s$, где m и e — масса и заряд электронов, c — скорость света, n_s — плотность сверхпроводящих электронов, зависящая от темп-ры T . Характерный масштаб величины $\delta_L \sim 10^{-2} - 10^{-6}$ см. В обратном предельном случае $\delta \ll \xi_0$ (т. н. п. и п. в рдовский случай, рассматрив А. Б. Пиппардом (А. В. Pippard) в 1953, [2]) $\delta = \delta_p \sim (\delta_L^2 \xi_0^2)^{1/2} \gg \delta_L$.

Γ . п. зависит от концентрации примеси в сверхпроводнике, ограничивающей длину собственной пробега электронов l . При $l \ll \xi_0$ и $l \ll \delta$ величина Γ . п. $\delta = \delta_{\text{рист}} \times (\xi_0/l)^{1/2}$, где $\delta_{\text{рист}}(T)$ — лондонская Γ . п. в чистом сверхпроводнике. На Γ . п. влияют также характер отражения электронов от поверхности сверхпроводника и частота поля.

Лондонский случай осуществляется обычно в чистых металлах переходных групп периодич. системы элементов и в нек-рых интерметаллич. соединениях. Пиппардовский случай, как правило, имеет место для чистых сверхпроводников переходных групп. Вблизи темп-ры сверхпроводящего перехода T_c в рамках *Бардина — Хунера — Шриффера модели* (лондонский случай) $\delta_L^2 = mc^2/8\pi e^2 n (1 - T/T_c)$, где n — полная плотность электронов.

Лит.: 1) London F., London H., Electromagnetic equations of the superconductor, Proc. Roy. Soc., 1935, v. 149, A, p. 71; в кн. Superconductivity and diamagnetism, Physica, 1935, v. 2, p. 341; 2) Pippard A. V., The conference concept in superconductivity, Physica, 1953, v. 19, p. 765; см. также лит. при ст. *Сверхпроводимость*. **А. З. Мейснер.**

ГЛУБОКО НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ — иллаэонные процессы взаимодействия лептонов и адронов, при к-рых как квадрат передат. 4-импульса лептонов, так и квадрат суммарной полной энергии вторичных адронов в системе их центра инерции значительно превышают характерную энергию покоя адронов ≈ 1 ГэВ (используется система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$). Благодаря большой передаче импульса Γ . п. (исследов. неопределённости соотношения) играет важную роль в исследовании структуры адронов и ядер и выяснении динамики взаимодействия на малых расстояниях.

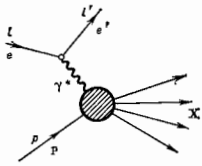


Рис. 1.

Сечение Γ . п. рассеяния, напр. электронов (или мюонов) на протоне (рис. 1), $e + p \rightarrow e' + X$, где e и e' — начальный и конечный электроны, p — протон, а X — совокупность конечных адронов, характеризуется тремя переменными, в качестве к-рых можно выбрать модуль квадрата передачи 4-импульса лептону: $Q^2 = -(l' - l)^2 = (l' - l)^2 - (l_0 - l_0')^2$ (где l , l_0 и l_0' — соответствующие импульсы и энергии и e и e') и скалярные произведения 4-импульсов протона (p) и начального (l) и конечного (l') лептонов: $s = 2(pl)$, $t = 2(pl')$. (В системе покоя протона они равны: $Q^2 = 4E E' \sin^2(\theta/2)$, $s = 2mE$, $t = 2mE'$, где E и E' — энергия начального

и конечного лептона, $\delta \rightarrow m^2$ — масса протона.) В области $s \gg m^2$ дифференц. сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \left(\frac{d\sigma}{dQ^2} \right)_{\text{МОТТ}} \left[F_1(x, Q^2) + \frac{2t_s}{t^2 x^2} (F_2(x, Q^2)/x - F_1(x, Q^2)) \right],$$

где $(d\sigma/dQ^2)_{\text{МОТТ}} = 4\pi(\alpha/Q^2)^2 (t^2 - s^2)/s^2$ — дифференц. сечение рассеяния электрона на точечном протоне (т. п. моттовское рассеяние), α — тонкой структуры постоянная, $x = Q^2/(s - t)$, а $F_1 = F_T$, F_2 и $F_L/x - F_1 = F_L -$ структурные функции Г. н. п., или глубоко неупругие формфакторы протона. F_T и F_L связаны с полными сечениями поглощения соответственно поперечно (T) и продольно (L) поляризованного виртуального фотона γ^* .

Область кинематически допустимых параметров определяется неравенствами $Q^2 \ll s$, $x \ll 1$, при этом величина x имеет смысл мин. массы мишени (в единицах массы протона), на k -рой кинематически возможна данная передача импульса. В частности, при $x=1$ происходит упругое рассеяние на большой угол, т. е. с большой передачей импульса (см. *Формфактор, Автомобильная асимптотика*), а область $x \ll 1$ представляет собой реджевскую область фотопоглощения, где квадрат массы виртуального фотона $m^{*2} = Q^2$ много меньше его энергии, точнее $Q^2 \ll 2m(\mathcal{E} - \mathcal{E}')$ (см. *Редже полюсов метод*). Вместо переменной t часто используют безразмерную величину $y = 1 - t/s \ll 1$, имеющую смысл доли потерянной лептоном энергии в системе покоя протона. Выражение для сечения при этом принимает вид

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} s [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)].$$

В 1968 на линейном ускорителе электронов в Стэнфорде было обнаружено, что формфакторы Г. н. п. рассеяния электронов на протонах, в отличие от формфакторов упругого рассеяния, в области $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$ почти не зависят от Q^2 , как если бы электрон рассеивался на нек-ром точечноподобном объекте, находящемся внутри протона. Это явление было названо с кей и лангом Бьеркена а по имени Дж. Бьеркена (J. Bjorken), предложившего его в 1969 на основе *алгебры токов*. (Ещё раньше возможность такого поведения обсуждалась М. А. Марковым в 1964.) Скейлинг Бьеркена объясняется т. н. партонной моделью (см. *Партоны*), согласно k -рой нуклон состоит из точечно-подобных составляющих — партонов, несущих долю x полного импульса протона. Кроме того, было установлено, что отношение $R = [F_2(x)/x - F_1(x)]/F_1(x)$ (равное отношению полных сечений поглощения продольно и поперечно поляризованных виртуальных фотонов протоном, σ_L/σ_T) мало так, как если бы преобладали партоны со спином $1/2$.

Эти свойства находят естеств. объяснение в *квантовой хромодинамике* (КХД), где в качестве партонов выступают кварки (а также антикварки) и глюоны, k -рые благодаря свойству *асимптотической свободы* в области $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$ выглядят почти как свободные (точечные) частицы. При этом кварк не может поглотить продольно-поляризованный фотон вследствие невозможности переворота спина кварка без изменения его импульса. Глюоны же могут взаимодействовать с фотоном только через процесс рождения из вакуума пары кварк-антикварк, k -рый подавлен малой величиной цветового *эффективного заряда* $\alpha_s(Q^2)$. В результате $\sigma_L \sim \alpha_s(Q^2)$ и т. к. $\sigma_T \sim \alpha_s(Q^2)$, а структурные ф-ции выражаются в старшем, логарифмич. приближении через ф-ции распределения кварков $q(x, Q^2)$ [п антикварков $\bar{q}(x, Q^2)$]:

$$F_1(x, Q^2) \approx F_2(x, Q^2)/x = \sum_q e_q^2 [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)],$$

где e_q — электрич. заряд кварка q (в единицах абс. величины заряда электрона). С учётом только лёгких кварков и антикварков $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ для e -рассеяния

$$F_1(x, Q^2) = \frac{4}{9} [u(x, Q^2) + \bar{u}(x, Q^2)] + \frac{1}{9} [d(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2) + s(x, Q^2) + \bar{s}(x, Q^2)].$$

Соответствующие ф-ции распределения для нейтрона отличаются замной $u(x, Q^2) \leftrightarrow d(x, Q^2)$, т. к. благодаря изотопич. инвариантности распределение d -кварков в нейтроне такое же, как распределение u -кварков в протоне.

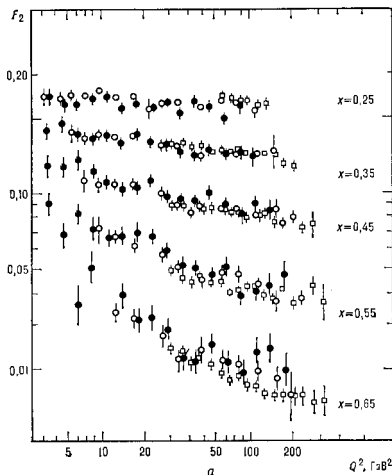


Рис. 2. Зависимость структурной функции F_2 в глубоко неупругих процессах e -рассеяния (а) и ν -рассеяния (б) от Q^2 при разных значениях x (разные точки — результаты различных экспериментальных групп).

Экспериментальные измерения Г. н. п. на протоне и нейтроне позволили заключить, что на долю u - и d -кварков приходится только около 50% полного импульса протона. Остальные 50% приходится в основном на долю глюонов (s -кварки уносят лишь около 2% полного импульса).

Однако слабое логарифмич. убывание $\alpha_s(Q^2)$ с ростом Q^2 приводит в КХД к слабой зависимости функций распределения от Q^2 , причём изменение моментов функций распределения

$$M_n^q(Q^2) = \int_0^1 dx x^{n-1} q(x, Q^2)$$

определяется уравнениями *ренормализационной группы*

и задается аномальными размерностями моментов. Вычисление значений аномальных размерностей предсказывает, в частности, что с ростом Q^2 ф-ции распределения логарифмически падают в области $x \gg 0,2$ и логарифмически возрастают в области $x < 0,2$. Такое поведение действительно наблюдалось экспериментально (рис. 2).

Для Г. и. н. рассеяния нейтрино (ν) и антинейтрино ($\bar{\nu}$) на протоне сечения имеют вид

$$\frac{d\sigma_{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \sigma_0 [(1-y - mx)(2E) F_2^{\nu}(x, Q^2) + y^2 x F_1^{\nu}(x, Q^2) \pm (y-y^2/2) x F_3^{\nu}(x, Q^2)],$$

где $F_1^{\nu}, F_2^{\nu}, F_3^{\nu}$ — структурные ф-ции Г. и. н. в модели партонов (в преенебрежении малым вкладом процессов с

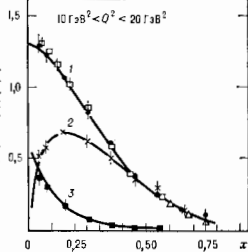


Рис. 3. Зависимость структурных ф-ций Глюбола от энергии процесса ν -рассеяния от переменной x (данные разных эксперим. групп). 1 — ф-ция $F_2^{\nu}(x) = x(u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s})$; 2 — ф-ция $x F_3^{\nu}(x) = x(u - \bar{u} + d - \bar{d})$; 3 — ф-ция $q(x) = x \times (u + \bar{u} + d + \bar{d})$.

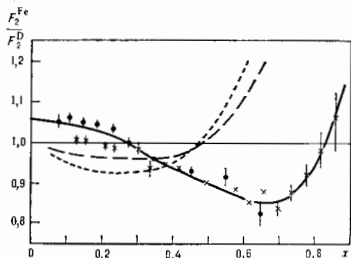


Рис. 4. Отношение структурных функций ядер железа и дейтерия, поделенных на соответствующие массовые числа (крестики — данные НА-4 в ЦЕРН, крестики — данные SLAC). Тонкие линии — результаты расчетов в различных нуклонных моделях ядра без учета малонуклонных корреляций (пунктирная линия) и с его учетом (штриховая линия). Сплошная кривая — учет 2%-ного содержания эффективных нуклон-антинуклонных пар.

изменением странности, пропорциональным величине $\sin^2 \theta_C \approx 0,04$, где θ_C — Кабиббо угол) сечения имеют вид

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \sigma_0 \begin{cases} [d(x, Q^2) + (1-y)^2 \bar{u}(x, Q^2)] & \text{для } \nu_p\text{-рассеяния} \\ [\bar{d}(x, Q^2) + (1-y)^2 u(x, Q^2)] & \text{для } \bar{\nu}_p\text{-рассеяния} \end{cases}$$

Здесь $\sigma_0 = 1,5 \cdot 10^{-38} \text{ Э/см}^2$, E — энергия нейтрино (антинейтрино) в ГэВ. Разная зависимость от $(1-y)^2$ двух слагаемых позволяет различить функции $\bar{d}(x, Q^2)$ от $u(x, Q^2)$ и $\bar{d}(x, Q^2)$ от $u(x, Q^2)$ и делает процессы ν -р- и $\bar{\nu}$ -р-рассеяния наилучшим средством для эксперим. измерения этих ф-ций распределения. Примерный вид этих ф-ций представлен на рис. 3.

Большой интерес представляет также Г. и. н. на атомном ядре как один из осн. процессов *релятивистской ядерной физики*. Он даёт не усреднённый по ядерному времени $\tau_{\text{яд}} \approx 1/m_{\text{яд}}$ (где $m_{\text{яд}}$ — масса ядра), а эмпирически список кварковой структуры ядра. На рис. 4 показано поведение отношения структурных ф-ций ядер железа и дейтерия (делённых на соответствующие массовые числа) и сравнение их с предсказаниями стандартной теории ядра, «нестроенной» из нуклонов, без учёта и с учётом малонуклонных корреляций. Расхождение теории с экспериментом можно интерпретировать либо как изменение структуры нуклона внутри ядра, либо как наличие в ядре ненуклонных степеней свободы (ионов, нуклон-антинуклонных пар, многокварковых флуоритов Блохи и др. в л.).

Лит.: Дрелл, С. Партоны и глубоко неупругие процессы при высоких энергиях, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 331; Фейнман, Р. Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Окуйри, Л. В., Лептон и кварки, М., 1981; Жакоба, М., Лекции по Ф. П., Внутренняя структура протона, пер. с англ., «УФН», 1981, т. 133, с. 505.

А. В. Ефремов.

ГЛОБОЛ (глоуион) — гипотетич. мезон, настроенный из глюонов, подобно тому, как л- или р-мезоны построены из кварка и антикварка. Поскольку в *квантовой хромодинамике* (КХД) векторные частицы — глюоны присутствуют наравне с кварками, можно предположить, что Г. существует и его спектр не беднее спектра обычных кварк-антикварковых мезонов (кварки и не имеют др. квантовых чисел. Согласно обычным представлениям о невылетании цвета (см. *Удержание цвета*), все адроны можно считать синглетами по отношению к цветовой группе (бесцветными), поэтому разл. Г. могут отличаться только спином и массой. С теоретич. точки зрения, идентификация адронов с Г. кажется достаточно трудной, т. к. невозможно указать распада или др. свойства Г., к-рые заведомо отличали бы его от кварков с теми же квантовыми числами. Проблема усложняется тем, что в известных (наблюдавшихся) адронах заметным может быть смешивание глюонных и кварковых состояний. Всё же можно ожидать набл. интенсивного рождения Г. в тех реакциях и распадах, в к-рых на малых расстояниях образуются не кварки, а глюоны. Примерами могут служить распады тяжёлых мезонов типа ψ или Г. Так, согласно КХД, распад $\psi \rightarrow \gamma + \psi$ (где γ — фотон, ψ — адронное состояние) идёт через аннигиляцию пары очарованных кварк-антикварка (с) в два глюона (g) и фотон (рис.). В этих распадах обнаружены резонансы с массами 1440 МэВ и 1700 МэВ (1- и 0-частицы), к-рые отличаются по свойствам от известных мезонов и рассматриваются как первые кандидаты в Г.

Изучение свойств Г. может служить критичной проверкой разл. моделей адронов. Так, в пределе большого числа цветов ($N_c \rightarrow \infty$) Г. представляет собой стабильные (с бесконечно узкой шириной) мезоны, смешивания с кварковыми состояниями нет. Относительно масс низших глюонных состояний можно получить ориент. предсказания в рамках КХД с помощью числ. расчётов на ЭВМ. Характерный масштаб масс оказывается при этом порядка 1,5 ГэВ. Существует также предположение, что г-мезон с массой 960 МэВ значительно тяжелее др. неведомских мезонов (π, K, η) именно из-за примеси глюонного состояния в его волновой ф-ции, несмотря на то, что эта примесь невелика. Если верна последняя точка зрения, то следует ожидать, что характерный масштаб масс Г. заметно больше, чем кварковых резонансов.

Лит.: Вайнштейн, А. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштаб адронных масс, «ФЧЯ», 1982, т. 18, с. 542.

В. И. Зайцев.

ГЛЮИНО — гинотино, частица с нулевой электрич. зарядом и спином $1/2$, возникающая как фермионный партнёр *глюона* в суперсимметричных расширениях квантовой хромодинамики (см. *Суперсимметрия*). Аналогично глюонам G , образуют цветовой октет. При нарушении суперсимметрии Γ приобретает конечную массу. Опыты по детектированию Γ важны для проверки гипотезы о суперсимметрии.

Лит.: В и с о н и Я. М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, «УФН», 1985, т. 146, с. 591; Н а в е г Н. Е., К а л е Г. L., The search for supersymmetry: probing physics beyond the standard model, «Phys. Repts.», sec. C», 1985, v. 117, p. 75.

ГЛЮОНЫ (g ; от англ. *glue* — клей) — нейтральные частицы со спином 1 и нулевой массой, обладающие специфич. цветовым зарядом (цветом); являются переносчиками сильного взаимодействия между кварками и «склеивают» их в адроны. В совр. теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамике (КХД) G выступают как кванты векторного поля, обеспечивающие калибровочную симметрию теории относительно цветовой группы $SU(3)$, подобно фотону в квантовой электродинамике. Однако, в отличие от одного элем. поля в электродинамике, в КХД калибровочная симметрия требует существования восьми глюонных полей (и соответственно восьми G), различающихся цветовыми индексами и преобразующихся друг через друга при поворотах в «цветовом пространстве».

При испускании и поглощении G цвет кварка меняется, а остальные квантовые числа (электрич. заряд, барионное число, аромат) остаются неизменными. Наличие у G цветового заряда приводит к их самодействию, т. е. к возможности поглощения и испускания глюонных глюонами. Именно это свойство обуславливает наличие в КХД *асимптотической свободы*, означающей убывание цветового эффективного заряда с уменьшением расстояния. Самодействие глюонного поля приводит также к нелинейности ур-ний движения; считается, что именно эта нелинейность ответственна за явление *удержания цвета*, благодаря к-рому G и кварки не могут быть зарегистрированы как свободные частицы, а реальные адроны являются бесцветными [синглетными по группе $SU(3)$] связанными состояниями кварков и глюонов. Однако это свойство пока не доказано.

Экспериментально G косвенно можно наблюдать по образованным адронным струям — узким пучкам адронов (в осн. пионов), имеющим сравнительно малый поперечный относительно осн. струи импульс, особенно хорошо заметный при трёхструйном распада тяжёлых *испайон-частиц*:

$$\Gamma \rightarrow ggg \rightarrow 3 \text{ струи.}$$

G , несомненно, играют большую роль в механизме стресса адронов. Это подтверждается следующим: 1) из глубоко неупругих процессов рассеяния на нуклонах вытекает, что на долю G приходится ок. 50% всей энергии нуклона; примерно такую же долю энергии несут G в яноках; 2) в методе осн. на феноменологич. учёте влияния глюонного и кваркового вакуумного конденсата на параметры адронных резонансов, первый, как правило, играет доминирующую роль.

В жёстких процессах G определяют динамику партонных подпроцессов (см. *Партон*). Напр., в реакции рождения мюонных пар при соударении нуклонов, а также в процессе прямого рождения фотона партонный подпроцесс рассеяния кварка (q одного из адронов на глюоне другого (рис.; q^* — виртуальный фотон) играет определяющую роль в области больших поперечных импульсов мюонной пары и фотона. Анализ эксперим. данных показывает, что распределение глюонов в протоне $[g(x)]$ по долям x полного импульса имеет приближённо вид $g(x) \sim (1-x)^{1/2}$, тогда как, напр., распределения $u(x)$, $d(x)$ валентных u - и d -кварков: $u(x) \sim$

$\sim (1-x)^2/\sqrt{x}$, $d(x) \sim (1-x)^4/\sqrt{x}$, т. е. преобладающую роль играют «медленные», или «лёгкие», G , число к-рых значительно превышает число кварков.

Лит. см. при ст. *Квантовая хромодинамика*. Г. В. Ефремов, **ГОД** — промежуток времени, близкий по продолжительности к периоду обращения Земли вокруг Солнца. 3 в е д н ы й Γ . — период, в течение к-рого Солнце совершает свой видимый путь по небесной сфере относительно звёзд; равен 365,2564 сут (здесь и ниже — ср. солнечные сутки). Т р о п и ч е с к и й Γ . — промежуток времени между двумя последоват. прохождениями Солнца через точку весеннего равноденствия; равен 365,2422 сут. Д р а к о н и ч е с к и й Γ . — промежуток времени между двумя прохождениями Солнца через один и тот же узел дугоиной орбиты (имеет значение в теории затмений); равен 346,6204 сут. К а л е н д а р н ы й Γ .: юлианский — в среднем равен 365,2500 сут, григорианский — в среднем равен 365,2425 сут (принят в нашем календаре). Л у н н ы й Γ . (применяется в лунных календарях), равен продолжительности 12 лунных (синодич.) мес, в среднем — 354,367 сут.

ГОДОГРАФ — в м е х а н и к е (от греч. *hodós* — путь, движение, направление и *gráphō* — пишу) — кривая, являющаяся геом. местом концов переменного вектора (вектор-функции), значение к-рого при разных значениях аргумента отложено от фикс-рого общего начала O . Если, напр., положение движущейся точки определяет её радиусом-вектором r , проводимым из начала отсчёта O , то G . вектора r даёт



траекторию точки (рис., а). Определив значения вектора скорости v точки в разные моменты времени и отложив эти векторы от общего начала O_1 , получают G . вектора скорости (рис., б) и т. д.

Производная от переменного вектора $u(t)$ по аргументу t даёт вектор, направление к-рого совпадает с направлением касательной к G . дифференцируемого вектора в соответствующей точке. Так, направление вектора скорости точки в положении M_1 , равного $v_1 =$

$$= \left(\frac{dr}{dt} \right)_1, \text{ совпадает с направлением касательной к } G \text{ вектора } r \text{ в этой точке; направление вектора ускорения}$$

$$\text{точки в положении } M_1, \text{ равного } w_1 = \left(\frac{dv}{dt} \right)_1, \text{ совпадает}$$

с направлением касательной к G . вектора v в точке M'_1 . **ГОЛДБЕРГЕРА — ТРИМЕНА СООТНОШЕНИЕ** — формула, связывающая константу $\pi \rightarrow \mu\nu$ -распада F_π и пион-пуклонную константу связи $g_{\pi N}$ ($g_{\pi N}^2/4\pi \approx 14,6$):

$$m_N g_{\pi N} = F_\pi g_{\pi N}, \quad (*)$$

где m_N — масса нуклона, $g_{\pi N} = 1,18$ — константа аксиально-векторной связи в β -распаде нуклона. Эксперим. значение $F_\pi \approx 93$ МэВ, поэтому G . — Т. с. выполняется с точностью $\approx 10\%$. Ф-ла (*) была получена М. Л. Голдбергером (М. L. Goldberger) и С. В. Трименом (S. V. Treiman) в 1958 при модельных вычислениях амплитуды $\pi \rightarrow \mu\nu$ -распада, к-рал определяется матричным элементом от аксиально-векторного адронного тока (см. *Аксиальный ток*) для перехода вакуум — π -мезон. Впоследствии выяснилось, что G . — Т. с. является прямым следствием гипотезы *аксиального тока частичного сохранения*. Справедливость равенства (*) — один из гл. аргументов в пользу этой гипотезы. М. В. Терещинев.

ГОЛДСТОУНА ТЕОРЕМА в квантовой теории поля — теорема, утверждающая необходимость существования частиц с нулевой массой (голдстоуновских частиц) при спонтанном нарушении некой непрерывной симметрии (см. *Спонтанные нарушения симметрии*). В релятивистской квантовой теории поля (КТП) теорема впервые сформулирована Дж. Голдстоуном (J. Goldstone) в 1961 г. в последствии существенно обобщена и доказана в аксиоматич. квантовой теории поля. Доказательство аналогичной теоремы в нерелятивистской квантовой теории мн. тел было одновременно и независимо получено Н. Н. Боголюбовым (см. *Боголюбов теорема*). Если спонтанное нарушение симметрии происходит в теории с безмассовыми калибровочными полями, напр., с эл.-магн. полем, то Г. т. может не выполняться (см. *Хиггса механизм*). Спонтанное нарушение дискретной симметрии также не приводит к появлению голдстоуновских частиц.

Необходимость появления голдстоуновских частиц при спонтанном нарушении симметрии можно наглядно пояснить на примере изотропного ферромагнетика, находящегося в основном состоянии (см. *Вырождение вакуума*). Для поворота вектора намагниченности в объёме $\sim R^3$ необходимо «вернуть» число спиновых магн. моментов частиц $\sim R^3$ или возбудить число магнонов (спиновых волн) $\sim R^3$. При конечном радиусе действия сил a между спинами магнетика для такого поворота требуется затратить энергию лишь в верхнем слое объёма $\sim R^2 a$, поскольку состояние внутри этого объёма также вакуумное. Т. о., при $R \rightarrow \infty$ энергия, приходящаяся на один магнон, сколь угодно мала и его масса равна нулю, т. е. магноны являются голдстоуновскими частицами. Предположение о конечном радиусе действия сил существенно, если есть дальние (кулоновские силы). По рассуждению неверно. Именно по этой причине Г. т. для теорий с безмассовыми калибровочными полями может не выполняться.

В теории извекторного скалярного поля $\varphi^{(a)}$ ($a = 1, 2, 3$) с эффективными потенциалом

$$V_{\text{эфф}} = -\frac{\mu^2}{2} \varphi^2 + \frac{\lambda}{4} (\varphi^2)^2$$

[где μ — параметр размерности массы (в системе единиц $\hbar = c = 1$), λ — безразмерная константа взаимодействия] при спонтанном нарушении изотонич. симметрии (см. *Изотопическая инвариантность*), описываемом ненулевым вакуумным средним $\langle 0 | \varphi^{(a)} | 0 \rangle = (0, 0, \mu/\sqrt{\lambda})$, появляются две безмассовые частицы, связанные с вращениями вокруг первой и второй осей изотонич. пространства, относительно к-рых изовектор $\varphi^{(a)}$ инвариантен. Массы определяются собой значениями матрицы $M_{ab} = \partial^2 V_{\text{эфф}} / \partial \varphi_a \partial \varphi_b$. При данном нарушении симметрии эта матрица диагональна и имеет единств. ненулевой элемент $M_{33} = 2\mu^2$. Т. о., возможны две безмассовые скалярные частицы и одна с массой $\sqrt{2} \mu$.

Существуют разл. формулировки Г. т. Для мн. приложений достаточна следующая. Пусть локальная трансляционно-инвариантная теория поля инвариантна относительно непрерывной группы G , описываемой n сохраняющимися токами $j_i^{(a)}(x)$, $\partial_j j_i^{(a)} / \partial x^j = 0$ (x — пространственно-временная точка; $x^0 = t$ — временная координата; x^1, x^2, x^3 — пространств. координаты, $\mu = 0, 1, 2, 3, a = 1, 2, \dots, n$), а N полей $\varphi^{(i)}$ со спином нуль (не обязательно элементарных) преобразуются по нек-рому представлению группы G , т. е. $[Q^{(a)}, \varphi^{(i)}(x, t)] = = f_{ij}^{(a)} \varphi^{(j)}(x, t)$, где $Q^{(a)}$ — генераторы G , $Q^{(a)} = = \int d^3x (x, t) d^3x, f_{ij}^{(a)}$ — структурные константы, определённые представлением группы. Если симметрия G спонтанно нарушена, т. е. вакуум не инвариантен при действии некоторых из генераторов $Q^{(a)}$, например

$\langle 0 | [Q^{(b)}, \varphi^{(i)}] | 0 \rangle \neq 0, b=1, \dots, m$, то существует m безмассовых голдстоуновских частиц со спином нуль (голдстоуновские бозоны) и с квантовыми числами, определяемыми этими генераторами: $\langle 0 | Q^{(b)} | x \rangle \neq 0$, где $|x\rangle$ — состояние голдстоуновского бозона. В частности, скалярным (несведоскалярным) «инвариантным» генераторам $Q^{(b)}$ соответствуют скалярные (несведоскалярные) голдстоуновские частицы.

Наиб. важное приложение Г. т. в КТП относится к спонтанному нарушению киральной симметрии, при к-ром появляются несведоскалярные голдстоуновские бозоны. В суперсимметричных теориях поля голдстоуновские частицы могут быть и фермионами (см. *Суперсимметрия, Голдстоуновский фермион*).

Лит.: Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Идикусон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 2, М., 1984.

ГОЛДСТОУНОВСКИЕ БОЗОНЫ — бозоны с нулевой массой и нулевым спином, существование к-рых в теориях со спонтанным нарушением непрерывной группы симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) вытекает из Голдстоуна теоремы. Примеры Г. б. в нерелятивистской квантовой теории мн. тел: спонтанному нарушению симметрии изотропного ферромагнетика относительно вращений трёхмерного пространства соответствует магноны, спонтанному нарушению калибровочной симметрии в сверхтекучем гелии — фононы и т. д.

В квантовой хромодинамике с безмассовыми кварками u, d , s имеется киральная симметрия, спонтанное нарушение к-рой приводит к появлению безмассовых несведоскалярных мезонов (π, K), к-рые являются Г. б. Дополнительное (не спонтанное) нарушение киральной симметрии, определяемое, напр., ненулевыми массами кварков, обуславливает появление у этих мезонов конечной массы.

В калибровочной теории электрослабого взаимодействия спонтанное нарушение калибровочной симметрии порождает Г. б. благодаря Хиггса механизму.

Лит.: Гугенгольд Н., Квантовая теория систем многих тел, пер. с англ., М., 1967; Токи в физике адронов, пер. с англ., М., 1978; Гриб А. А., Проблема неинвариантности вакуума в квантовой теории поля, М., 1978; Идикусон К., Зюбер Ж.-Б., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978.

ГОЛДСТОУНОВСКИЕ МОДЫ — коллективные моды в конденсатах, средах, в к-рых имеется дальний порядок в результате спонтанного нарушения симметрии, соответствующей непрерывной группе. Аналогичны голдстоуновским бозонам в квантовой теории поля. Г. м. существуют при сколь угодно больших длинах волн λ , причём их частота $\omega(q)$ стремится к нулю при $q \rightarrow 2\pi/\lambda \rightarrow 0$. Причиной возникновения Г. м. является непрерывное вырождение равновесного состояния. Г. м. являются, напр., спиновые волны в ферромагнетике с плоскостью лёгкого намагничивания. Энергия этих m в этой плоскости, поэтому имеется непрерывное вырождение состояний, задаваемое углом ϕ между вектором m и фиксиром. вектором в плоскости. Параметр вырождения ϕ удовлетворяет волновому ур-нию, описывающему когерентное движение спинов — спиновую волну с линейным законом дисперсии $\omega(q) \sim q$. Г. м. в таком ферромагнетике связаны с нарушением непрерывной группы симметрии $SO(2)$ относительно вращений спинов. Действительно, при повороте спинов вокруг оси, перпендикулярной к плоскости лёгкого намагничивания, равновесное состояние не остаётся инвариантным, а переходит в др. состояние с той же энергией. Аналогичные Г. м. возникают в др. системах. Поскольку Г. м. представляют собой колебания параметра вырождения, их число, как правило, совпадает с числом степеней свободы параметра вырождения. В кристаллах твёрдых телах, где нарушена трансляц. инвариантность, Г. м. являются упругие волны. В сверхтекучем

${}^4\text{He}$, где нарушения инвариантности относительно групп $U(1)$ калибровочной симметрии, Γ м. является температурная волна — второй звук (либо четвёртый звук в огранич. системе).

Γ м. не всегда является распространяющейся волной, она может быть и модой диффузионного типа, для k -рой $\omega \sim -k^2$, но также стремится к нулю при $q \rightarrow 0$. Такого типа Γ м. возникают, напр., в жидком кристалле нематического типа, где нарушения инвариантности относительно группы $SO(3)$ поворотов обычного пространства.

В сверхтекучем ${}^3\text{He}$, где нарушения одновременно разные непрерывны симметрии, существует неск. Γ м. Так, в ${}^3\text{He}$ A параметр вырождения имеет 5 степеней свободы. В результате существуют 5 Γ м.: четвёртый звук, как в ${}^4\text{He}$, две спиновые волны, как в антиферромагнетике с нарушенной группой $SO(3)$ спиновых поворотов, и две моды диффузионного типа, как в нематич. жидком кристалле. Последние становятся распространяющимися волнами при понижении температуры T , когда диссипация мала; это так называемые орбитальные волны.

В одно- и двумерных системах дальний порядок существует только при $T=0$, при $T>0$ он разрушается тепловыми флуктуациями. Поэтому Γ м., существующие при $T=0$, могут отсутствовать при $T>0$. В одномерных системах в спектре Γ м. появляется щель $\Delta \sim T$ либо Γ м. становятся релаксационными, $\omega = -i/\tau$, τ — время релаксации, при этом $\omega(0) \neq 0$. В двумерных системах ситуация более сложная. Если нарушенная группа симметрии является абелевой, то Γ м. существуют при $T>0$ и исчезают только при фазовом переходе. Ниже темп. перехода существует онделс. тип дальнего порядка, отличающегося от дальнего порядка трёхмерных систем. Если же нарушена неабелева группа симметрии, то в спектре Γ м. возникает щель $\Delta \sim \exp(-a/T)$. Γ м. могут появляться в некр. неупорядоченных системах, где дальний порядок отсутствует, но возможно непрерывное вырождение. Примером являются спиновые стёкла, в k -рых спины не упорядочены, но направление данного спина определяется ориентацией соседних спинов. В результате образуется жёсткая неупорядоченная система спинов, k -рая под действием группы $SO(3)$ спиновых вращений переходит в другие конфигурации с той же энергией. Вырождение приводит к появлению спиновых волн.

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Форстер Д. Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980.

Г. Е. Воловик.

ГОЛДСТУОНОВСКИЙ ФЕРМИОН (голдстион) — гипотет. электрически нейтральная частица со спином $1/2$, возникающая при спонтанном нарушении суперсимметрии. При отсутствии индукторов, нарушения суперсимметрии Γ ф. имеет нулевую массу покоя. Как и для *голдстоуновских бозонов*, для Γ ф. справедливы т. н. *нижкоэнергетические теоремы*. В частности, для любого процесса $A \rightarrow B + V(q)$, где A и B — одно- или многочастичные состояния, включающие только массивные частицы, а $V(q) = \Gamma$ ф. с 4-импульсом q_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$), амплитуда $M(q)$ должна обращаться в нуль при $q_\mu \rightarrow 0$:

$$\lim_{q_\mu \rightarrow 0} M(q) = 0.$$

Из анализа спектра электронов β -распада с использованием этих теорем следует, что электрононо нейтрино не может быть Γ ф. В случае калибровочной суперсимметрии, т. е. в теориях с включением *супергравитации*, при спонтанном нарушении суперсимметрии возникает разносторонний эффект Хиггса (см. *Хиггса механизм*): Голдстоуновский фермион исчезает, за счёт чего *гравитино* (фермионный партнёр гравитона) становится массивным.

Лит.: Акулов В. П., Волков Д. В., Голдстоуновские поля со спином половина, «ТМФ», 1974, т. 18, с. 39; de Wit B., Freedman D. Z., Phenomenology of Goldstone neutrinos, «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 827.

В. И. Осечкин.

ГОЛОГРАММА (от греч. *hólos* — весь, полный и *grámma* — черта, буква, написание) — запись волнового поля на чувствит. материале в виде интерференционной картины, образованной смещением этого волнового поля с опорной волной (см. *Голография*). О. отображает практически все характеристики волновых полей — амплитуду, фазу, спектральный состав, состояние поляризации, изменение волновых полей во времени, а также свойства волновых полей и сред, с k -рыми эти поля взаимодействуют.

Объёмная О. представляет собой фрагмент V пространства. Интерференц. картины — стоячей волны, заполняющей всё окружающее объект пространство. Поверхности пучностей этой волны изображены на рис. 1 в виде заполняющих точки полос. В случае эл.-магн.

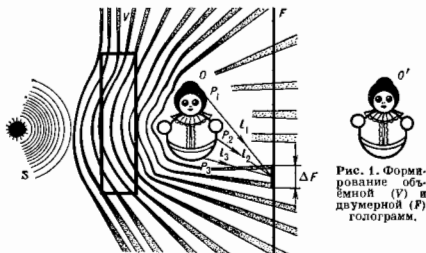


Рис. 1. Формирование объёмной (V) и двумерной (F) голограмм.

волн пространств. фотографии, модель такой стоячей волны, повторяющая в виде вариаций коэф. отражения или поглощения либо в виде вариаций диэлектрич. проницаемости с распределение интенсивности этой волны, является оптич. эквивалентом объекта. В частности, если на Γ направить излучение точечного источника S со широким спектром, то она выберет из спектра именно ту монохроматич. составляющую, k -рая использовалась при съёмке, и преобразует её в волну, по форме и распределению амплитуды точно совпадающую с волной излучения, рассеянного объектом. Наблюдатель не может отличить её от волны излучения, рассеянного самим объектом; он увидит изображение объекта, неотличимое от оригинала [1].

Свойство «сделанности». Двумерная голограмма. Точное преобразование волны излучения восстанавливающего источника в волну, рассеянную объектом, осуществляется, если на Γ записана вся трёхмерная стоячая волна. Однако не только вся картина, но и каждый её фрагмент обладает свойством воспроизводить зановое излучение. При этом чем больше размер фрагмента, тем выше точность воспроизведения. Ограничение Γ по площади приводит к уменьшению разрешения мелких деталей, а ограничение по глубине снижает точность цветового воспроизведения.

Способность Γ воспроизводить записанные на ней волновые поля сохраняется и тогда, когда Γ становится двумерной, т. е. записывается в тонком слое светочувствит. среды F (рис. 1). Однако плоская запись неодинаково воспроизводит распределение фаз волнового поля, о чём свидетельствует появление т. н. сопряжённого изображения O' , а также не обладает спектральной селективностью, в результате чего её можно восстанавливать только монохроматич. излучением.

Изображение всего объекта имеет и каждый из фрагментов плоского сечения картины стоячих волн, т. е. через каждый её кусок ΔF всё равно будет видно целое изображение объекта, т. к. каждая точка объекта рас-

сеивает излучение во всех направлениях. В результате при записи на каждый участок ΔF падает излучение от всех точек объекта. Напр., лучи l_1, l_2, l_3, \dots записываются на участке ΔF изображения точек объекта P_1, P_2, P_3, \dots . При реконструкции эти лучи восстанавливаются.

Голограмма движущегося объекта. На Г. можно записать волновые поля излучения, рассеянного движущимися объектами (в т. ч. и движущимися нестационарно [3]). Отражающими свойствами обладают не только стоячие, но и бегущие волны интенсивности, возникающие при интерференции волновых полей, различных частот. Такие волны интенсивности возникают, напр., при регистрации Г. движущегося объекта O , к-рый рассеивает излучение неподвижного когерентного источника S (рис. 2). Рассеянное излучение, сдвинутое по частоте вследствие эффекта Доплера относительно падающего, складывается с ним, образуя систему бегущих волн интенсивности. Вся эта система перемещает-

(эффект Вейгерта), то образуется Г., на к-рой одновременно записаны две сдвинутые на $1/2$ периода интерференционной картины периодич. структуры, соответствующие взаимно ортогональным линейным состояниям поляризации. Это как бы две Г., записанные на одной пластине. Соответственно при реконструкции восстанавливаются две объектные волны, к-рые сдвинуты по фазе на $1/2$ периода и поляризованы под прямым углом друг к другу и под углом 45° по отношению к опорной волне. Анализ показывает, что при сложении таких сдвинутых по фазе компонент плоскость поляризации поворачивается на 90° относительно восстанавливаемой волны, и т. о. точно восстанавливается состояние поляризации объектной волны.

Эхо-голограмма. Для того чтобы зарегистрировать на Г. нестационарные поля и процессы, необходимо использовать резонансную среду, у к-рой длина волны λ линии поглощения (с нижнего основного состояния) совпадает с λ излучения, экспонирующего Г. [3]. Такие Г., объединяющие свойства голографии и *фотонного эха*, наз. эхо-Г. Метод их записи сводится к следующему: в исходный момент $t=0$ на резонансную среду направляется импульс объектной волны I_0 , к-рый переводит часть атомов среды из основного состояния с энергией \mathcal{E}_1 в верхнее возбужденное состояние \mathcal{E}_2 (рис. 3). В состоянии \mathcal{E}_2 фаза колебаний атомов в течение короткого времени, наз. временем поперечной релаксации, остается такой же, что и фаза объектной волны при $t=0$. Опорная волна подается в виде импульса I_R в момент времени $t=\tau$. Этот импульс обращает на 180° фазу колебаний всех атомов среды, после чего колебания начинают развиваться в обратном направлении. В результате по прошествии времени 2τ среда испустит импульс «эха» I_e . Волновой фронт этого импульса совпадает с фронтом объектной волны либо обращен (см. *Обращение волнового фронта*) в зависимости от того, в какой последовательности на среду воздействуют импульсы I_0 и I_R . В случае эхо-Г. пространств. па-

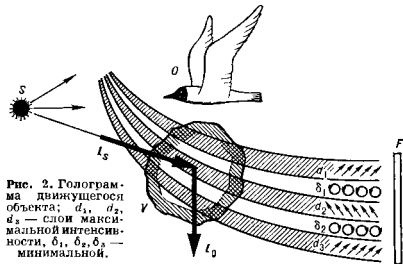


Рис. 2. Голограмма движущегося объекта: l_0 — волна максимальной интенсивности, l_1, l_2, l_3, \dots — волны минимальной.

са в направлении движения объекта. Если окружающее объект пространство (объем V) заполнено нелинейной средой, у к-рой ϵ пропорциональна интенсивности света (см. *Нелинейная оптика*), то в результате нелинейного взаимодействия поля со средой в объеме V возникает система бегущих зеркальных поверхностей с френелевским коэф. отражения. Форма зеркальных поверхностей повторяет форму поверхности изофазных слоев волны интенсивности. Такая движущаяся система полностью имеет осн. свойства Г.: волна источника S , отражаясь от системы перемещающихся зеркал, преобразуется в объектную волну, т. е. лучевой вектор l_0 преобразуется в лучевой вектор l_0 . Расстояние между зеркалами обеспечивает такое сложение отраженных волн, что усиливается излучение только той длины волны, к-рая экспонировала Г. Таким образом Г. воспроизводит спектр. состав записываемого излучения. При этом, в отличие от обычной Г., в данном случае благодаря движению зеркал воспроизводится не только распределение фаз и амплитуд объектной волны, но сдвиг частоты объектной волны, обусловленный перемещением объекта.

Поларизационная голограмма. Г. способна регистрировать и воспроизводить состояние поляризации объектной волны [2]. При записи поляриз. Г. поляризация объектной и опорной волн может быть различной, в ирредельном случае взаимно ортогональной. Картина интерференции в этом случае характеризуется не изменением интенсивности поля, а модуляцией состояния поляризации: слой с линейной поляризацией соседствует со слоями, в к-рых поляризация циркулярна, а те, в свою очередь, со слоями, где она снова линейна, но теперь уже в ортогональном направлении (рис. 2, справа). Глаз не различает эти состояния, и наблюдателю кажется, что поле интерференции освещено равномерно. Однако если такую картину зарегистрировать на материале, к-рый реагирует на состояние поляризации падающего излучения анизотропией коэф. поглощения

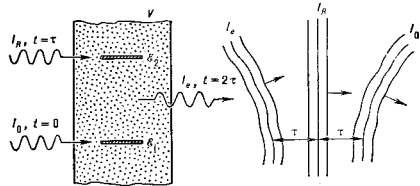


Рис. 3. Эхо-голограмма.

мат. объединена с временной памятью, что позволяет воспроизводить процессы, связанные с изменением во времени и пространстве.

Другие свойства Г. Помимо способности воспроизводить записанные на ней волновые поля, Г. способна формировать обращенную волну, что связано с возможностью компенсации искажений изображения, вносимых оптическими неоднородностями средами. Восстановленное изображение мало чувствительно к характеру отклика светочувствит. среды, с чем связана возможность записи амплитудных, фазовых и отражательных Г. Двумерные Г. позволяют трансформировать масштаб и положение восстановленного изображения при изменении положения и длины волны λ источника, с помощью к-рого восстанавливается Г.

Голографическая память. Трёхмерные Г. имеют большую информ. ёмкость и ассоциативный характер памяти [5]. В основе этого лежит селективность трёхмерной записи, т. е. способность Г. восстанавливать только с теми компонентами восстанавливаемого излучения, к-рые присутствовали на этапе их записи. В частности, большая ёмкость записи достигается за счёт

того, что на один и тот же участок фотоматериала $У$ можно последовательно впечатать $Г$. разл. объектов (O_1, O_2, \dots) при разных направлениях опорной волны (R_1, R_2, \dots) и длины волны записывающего излучения ($\lambda_1, \lambda_2, \dots$; рис. 4). Каждая из записанных $Г$. может быть считана затем независимо, если её восстановить волной, совпадающей по R и λ с опорной волной, использованной на этапе записи.

При таком способе записи информации элементами, в k -рых она хранится, являются трёхмерные гармоники (α, β, γ) изменения показателя преломления (поглощения), каждая из k -рых заполняет весь объём $Г$.

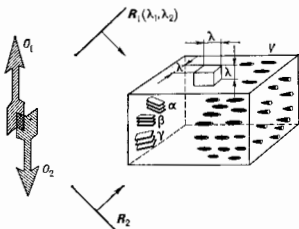


Рис. 4. Селективные свойства трёхмерной голограммы.

Кол-во таких независимых элементов равно числу пространственно-локализованных ячеек с размерами ($\lambda \times \lambda \times \lambda$), k -рое можно поместить в объём V . Напр., при записи в видимом диапазоне ($\lambda = 5$ мкм) в 1 см^3 помещается 10^{13} независимых гармоник (см. *Запоминающие голографические устройства*) [4].

Безопазная запись. При регистрации объекта O_1 на объёмной $Г, У$ излучение каждой из точек объекта можно рассматривать как опорное по отношению ко всем остальным его точкам. Если излученную таким способом $Г$. восстановить излучением части точек зарегистрированного на ней объекта (напр., излучением острия стрелки O_1), то это излучение восстановит изображение всех точек объекта, по отношению к k -рым оно являлось опорным, т. е. изображение объекта в целом. К-д. ложных и дополнит. изображений при этом не возникает, т. к. в силу селективности трёхмерной $Г$. излучение каждой из точек объекта, освещающих $Г$, будет взаимодействовать только с теми гармониками структуры $Г$, в записи k -рых оно участвовало. Т. о. трёхмерная $Г$, k -рой предельно фрагмент записанного на ней изображения, способна «вспомнить» по ассоциации весь объект в целом (см. *Голографическое распознавание образов*).

Анизотропные $Г$. Если трёхмерная $Г$. записывается в анизотропной среде, напр. в кристалле LiNbO_3 , то структура $Г$. характеризуется не изменениями скалярного показателя преломления, а вариациями тензора диэлектрич. проницаемости. Важное свойство анизотропных трёхмерных $Г$. — их способность изменять состояние поляризации падающей на них волны. Используя это явление, можно считать трёхмерные $Г$. излучением с λ , отличающимся от тех λ , k -рые использовались на этапе записи.

Динамические голограммы формируются в нелинейной среде в момент, когда на неё воздействует волновое поле (см. *Динамическая голография*).

Лит.: 1) Денисюк Ю. Н., Об отображении оптических свойств объекта в волновое поле рассеянного им излучения, «ДАН СССР», 1962, т. 144, с. 1273; 2) Кавиачивили И. Д., О поляризационной записи голограмм, «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, с. 324; 3) Денисюк Ю. Н., Голография и ее перспективы, «Ж. прикл. спектроскопии», 1980, т. 33, с. 397; 4) Чен Вейден Р. Л., Теория оптической информации в объёме, «Appl. Opt.», 1963, в. 2, р. 393; см. также лит. при ст. Голография. Ю. Н. Денисюк.

ГОЛОГРАММНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ — голограммы, осуществляющие разл. преобразования волновых полей: фокусирующие (голограммные линзы), диспергирующие (дифракционные решётки), отражающие (зеркала), фильтрующие, поляризующие и т. д. Действие $Г$. о. з. основано на дифракции и интерференции света [1—3]. Голограммы представляют собой период. структуру с промодулированными амплитудным пропусканием, обусловленным изменением периодичности o или (и) диэлектрич. проницаемости ϵ . На периодич. структуре освещающая волна дифрагирует и преобразуется в др. волну. Дифракц. эффektivность $\eta = \Phi_{\text{диф}}/\Phi_{\text{осв}}$, где $\Phi_{\text{осв}}$ и $\Phi_{\text{диф}}$ — освещающий и дифрагированный потоки излучения. $Г$. о. з. наз. фазовыми, если модуляция амплитудного пропускания обусловлена только изменением ϵ , и амплитудными в случае изменения o . Для амплитудных $Г$. о. з. $\eta \approx 0,4$, для фазовых $\eta \approx 0,4$ [4].

Голограммы получают либо регистрацией на светочувствит. слое интерференц. картины от двух когерентных волн, либо путём расчёта структуры голограммы на ЭВМ, исходя из заданных ур-ний волн, и последующим отображением этой структуры на твёрдой основе (синтезир. голограммы; см. *Голография*). Различают отражательные и пропускающие $Г$. о. з. в зависимости от того, в попутном или противоположном направлении распространяются дифрагированные волны по отношению к освещающей волне. Отличит. особенность $Г$. о. з. от элементов классич. оптики — нарушение условия изохронности.

Голограммные линзы образуются при регистрации интерференц. картины от двух сферич. волн на плоских или сферич. поверхностях.

Если оба точечных источника O и C расположены

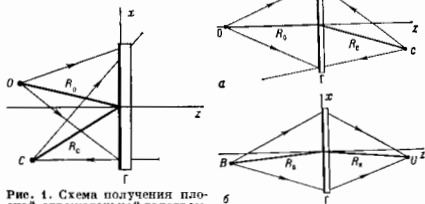


Рис. 2. Голограммная плоская пропускающая линза: а — запись; б — действие.

на оси z (осевая голограмма), то интерференц. картина имеет вид концентрич. колец с центром на оси z . В случае поперевой голограммы (рис. 1 и 2, а) интерференц. картина сложнее [4].

При освещении голограммы точечным источником B за ней восстановится сходящаяся волна, формирующая изображение U источника B (рис. 2, б). Расположения B и U определяются соотношениями [5, 6]:

$$\frac{1}{R_B} - \frac{1}{R_U} = \frac{1}{f}; \quad (1)$$

$$\frac{x_U}{R_U} = \frac{x_B}{R_B} + \mu \left(\frac{x_C}{R_C} - \frac{x_A}{R_A} \right); \quad (2)$$

$$\frac{y_U}{R_U} = \frac{y_B}{R_B} + \mu \left(\frac{y_C}{R_C} - \frac{y_A}{R_A} \right). \quad (3)$$

Здесь $f = [(\mu/R_B - 1/R_C)]^{-1}$ — фокусное расстояние голограммной линзы; $\mu = \lambda_B/\lambda_0$, где λ_0 — длина волны при голографировании, λ_B источника B ; x, y, z — координаты точечных источников света O, B, C и изображения U . В f -лах (1—3) все расстояния положительны, если

точки находятся за голограммой (по ходу света), и отрицательны, если они располагаются до неё.

Поперечное M_{\perp} и продольное M_{\parallel} увеличения голограммной линзы:

$$M_{\perp} = \frac{dx_U}{dx_B} = \left| \frac{R_U}{R_B} \right|; \quad M_{\parallel} = \frac{dR_U}{dR_B} = \frac{R_U^2}{R_B^2}. \quad (4)$$

Угловые увеличения M_{α} и M_{β} в плоскостях xu и xz имеют вид:

$$M_{\alpha} = \frac{\Delta\alpha_U}{\Delta\alpha_B} = \frac{\sin \alpha_B}{\sin \alpha_U}; \quad (5)$$

$$M_{\beta} = \frac{\Delta\beta_U}{\Delta\beta_B} = \frac{\sin \beta_B}{\sin \beta_U},$$

где $\frac{x_i}{R_i} = \cos \alpha_i$; $\frac{y_i}{R_i} = \cos \beta_i$ ($i = U, B$). В случае осевых голограмм $x_c = x_0 = y_c = y_0 = 0$, и из (2) и (3) следует, что $\alpha_U = \alpha_B$, $\beta_U = \beta_B$, т. е. $M_{\alpha} = M_{\beta}$. Для вневесовых голограмм $M_{\alpha} \neq M_{\beta}$, и такие линзы обладают свойством амафортности (см. Амарфированные).

Козф. сферической аберрации голограммной линзы определяется ф-лой:

$$S = \frac{1}{R_B^2} - \frac{1}{R_U^2} + \mu \left(\frac{1}{R_U^2} - \frac{1}{R_0^2} \right). \quad (6)$$

При $\mu=1$ и $R_B=R_0$ S и все остальные оптические аберрации равны 0. Следовательно, всегда можно найти в пространстве объекта точку O , изображение к-рой в монохроматич. свете может быть получено без искажений в сопряженной точке C пространства изображений. Сферич. аберрация осевой голограммы, вызванная тем, что $\mu \neq 1$ или $R_B \neq R_0$, может быть компенсирована с помощью плоскопараллельной пластинки или подбором геометрии освещающего и интерферирующих пучков [7, 8].

Астигматич. разность ΔR_U осевой голограммы определяется ф-лой:

$$\Delta R_U = \frac{R_U^2 R_U'}{f} \cdot \text{ctg}^2 \alpha_U, \quad (7)$$

где α_U — угол между оптич. осью и гл. лучом наклонных пучков, R_U' — расстояния от голограммы до меридиальной и сагиттальной фокальных линий (см. Астигматизм). Из (7) следует, что знак ΔR_U определяется знаком f и, следовательно, в оптич. системе, состоящей из голографич. линз, комбинацией положит. и отрицат. линз возможна компенсация астигматизма. При этом удается уменьшить и коэф.

Из (4) видно, что голограммные линзы обладают продольной хроматической аберрацией. Поэтому их целесообразно применять для монохроматич. излучения. Голографич. и классич. линзы одного знака обладают хроматич. аберрацией противоположных знаков, и их комбинация может использоваться для ахроматизации оптич. систем. В системе из плоских голограмм возможна ахроматизация только для мнимого изображения объекта.

Отражат. голограммные линзы могут одновременно выполнять ф-ции светоделителя, светодиффратора и формирователя изображений. Такие многофункциональные Г. о. э. применяются, напр., для отображения перед оператором доплитч. информации при одноврем. возможности наблюдения пространства за голограммой. На одной и той же фотопластинке могут быть получены путём одноврем. или последоват. экспонирования N голограмм. Такие голограммы расщепляют малую на них волну по амплитуде на N частей и применяются для размножения изображений.

Фильтры. Фильтрующие свойства Г. о. э. основаны на угловой и спектральной селективности трёхмерных голограмм. Спектральная полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$ отфильтрованного излучения для отражательных и пропускаю-

щих симметричных голограмм определяется выражениями:

$$\Delta\lambda_{1/2}^{\text{отр}} \approx 2\lambda/\pi T \bar{n} \cos \theta; \quad (8)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^{\text{проп}} \approx 1,3\lambda/\pi T \bar{n} \sin \theta \text{tg} \theta.$$

Здесь T — толщина голограммы, θ — угол Брэгга, \bar{n} — ср. значение показателя преломления среды. При большой амплитуде модуляции n отражат. голограммы приобретают свойства диэлектрич. зеркала, что является следствием уменьшения её эффективной толщины. Фильтрующие свойства пропускающей голограммы при неколлимированном освещении описываются выражением:

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{\text{пр}} + v^{-1} \cos \theta \Delta\theta, \quad (9)$$

где $\Delta\theta$ — угловая расходимость освещающего пучка, v — пространств. частота голограммы.

Поляризаторы. Поляризующее действие голограмм основано на разных значениях n трёхмерных голограмм для ТЕ- и ТМ-волн (см. Поляризация волн, Волновод). В обычных условиях $\eta_{TE} > \eta_{TM}$. Случай $\eta_{TM} = 0$ реализуется, когда угол между освещающим и дифрагирующим пучками достигает 90° , что выполняется лишь для сред с $n < \sqrt{2}$. При $n > \sqrt{2}$ определяющая степень поляризации:

$$P = 2[n^2 - 1 + (n^2 - 1)^{-1}]^{-1}. \quad (10)$$

Френселевские потери устраняются иммерсированием (см. Иммерсионный метод). Спектральная зависимость степени поляризации при этом описывается выражением:

$$P(\lambda) = 1 - 8(\lambda/\lambda_p - 1)^2/\eta_{TE}, \quad (11)$$

где λ_p — длина волны, на которую рассчитан поляризатор.

Синтезированные Г. о. э. применяют в качестве компенсаторов при контроле оптич. поверхностей сложной формы, коррегирующих элементов в оптич. системах, образцовых и вспомогательных оптич. элементов в контрольно-измерит. приборах. При их использовании в качестве компенсаторов для контроля сферич. поверхностей на одной подложке изготавливают коррегирующую голограмму и ряд вспомогательных (вспоровочных) голограмм, к-рые обеспечивают высокую точность юстировки элементов установки и оперативность контроля. Коррегирующая голограмма преобразует сферич. (плоскую) волну и асферическую с заданной формой волновой поверхности. На высокой точности воспроизведения заданной волновой поверхности основана возможность образцовых оптич. элементов.

Высокую дифракц. эффективность синтезированных Г. о. э. можно получить управл. формой профиля штрихов. Макс. дифракц. эффективностью обладают киноформы [8].

Лит.: 1) Я в д е р б е р г Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; 2) Оптическая голография, под ред. Г. Кофидека, пер. с англ. т. 2, М., 1982; 3) З л а с о в Н. Г., М о с я к и н Ю. С., С к р о д н я Я. Г. В., Ф о н о с у щ и е с в о й с т в а г о л о г р а м м е х о д я щ и х л у ч о в, «Квантовая электроника», 1972, № 7, с. 14; 4) К о л о с о в Р., Б е с и ж а р т К., Л и м и л, Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; 5) M e i e r R. W., Magnification and third-order aberrations in holography, «J. Opt. Soc. Amer.», v. 59, p. 987; 6) С л а н п р а г л е Е. В., Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography, «J. Opt. Soc. Amer.», 1967, v. 57, p. 51; 7) В я н о Г. Н., М у с т а ф и н И. К. С., Компенсация сферической аберрации голограммных линз при коротковолновом свете востанавливающего излучения, «Оптика и спектроскопия», 1976, т. 41, с. 157; 8) Киноформы оптические элементы, Новосибир., 1981. К. С. Мустафин.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ — получение и интерпретация интерференционных картин, образованных волнами, на к-рых, по крайней мере, одна записана и восстановлена голографически. Взаимодействие восстанавливающей волны со структурой, записанной на голограмме, приводит к восстановлению объектной волны. Если восстанавливающая волна — точная копия опорной, то точно восстанавливаются и

фазовая и амплитудная структуры объектной волны. Если осветить голограмму, убрав объект, мы увидим его изображение на том же месте и в том же состоянии, в к-ром он был во время записи голограммы (см. *Голография*). Если не убирать объекта, то за голограммой будет одновременно распространяться две волны: одна — восстановленная голограммой, другая — непосредственно рассеянная объектом. Эти волны когерентны и могут интерферировать. Т. к. восстановленная волна сдвинута по фазе на π относительно объектной волны, то, если объект полностью стационарен, волны будут гасить друг друга и наблюдатель не увидит объекта. Если же объект или среда, в к-рой он находится, подверглись между экспозициями возмущению, то на голографич. изображении появится интерференц. полосы. Интерференц. картина будет характеризовать те изменения, к-рые произошли с объектом за промежуток времени между записью голограммы и наблюдением интерференц. картины. При изменении состояния объекта во время наблюдения, напр. при его деформации или смещении, или же при изменении показателя преломления прозрачного (фазового) объекта интерференц. картина будет изменяться одновременно (метод реального времени).

В др. методе Г. и. на одной фотопластинке последовательно регистрируют две (или неск.) голограммы, соответствующие разным состояниям одного и того же объекта. Одновременно восстанавливаясь, волны, являющиеся копиями объектных волн, существовавших в разное время, интерферируют (метод многих экспозиций). В этом случае восстановленные волны при отсутствии изменений состояния объекта складываются и дают яркое изображение объекта.

Предельный случай метода многих экспозиций — метод усреднения во времени, когда голограмма изменяющегося во времени объекта (напр., деформируемого, движущегося поступательно или колебательно) экспонируется непрерывно. При этом на голограмме будут зарегистрированы волны, рассеянные объектом во всех промежуточных состояниях, к-рые он последовательно проходит во время экспозиции. Восстановленные такой голограммой волны образуют интерференц. картину, дающую представление о характере смещения различных точек объекта в течение экспозиции.

Особенности Г. и. Как в обычной интерферометрии (см. *Интерферометр*), так и в Г. и. осуществляются сравнение фазового рельефа двух или неск. волн. В интерферометрии сравниваемые волны формируются одновременно, но распространяются по разным путям. Временная задержка между этими волнами, обусловленная различием их оптич. путей, не должна превышать времени когерентности, а оптич. каналы, по к-рым они распространяются, должны быть тождественны (иначе интерференц. картина будет характеризовать не только исследуемый объект, но и различие формы оптич. деталей в разных плечах интерферометра).

В Г. и. интерферируют волны, проходящие по одному и тому же пути, но в разные моменты времени. Вид интерференц. картины обусловлен лишь изменениями, произошедшими с объектом за время между записью голограммы и моментом наблюдения (либо за время между экспозициями), и однозначно связан с этими изменениями. Т. о., метод Г. и. является дифференциальным. Поэтому в Г. и. могут сравниваться последовательные состояния одного и того же объекта.

Записанная и восстановленная голограммой объектная волна характеризует структуру объекта во всех мельчайших подробностях. Благодаря этому можно исследовать объекты неправильной формы и даже шероховатые, диффузно отражающие свет. Необходимо только, чтобы при переходе объекта из одного состояния в другое его микроструктура не претерпела существенных изменений. В обычной интерферометрии волна сравнения может воспроизвести все детали объектной волны лишь в том случае, если она имеет достаточно

простую форму. Поэтому в обычной интерферометрии могут исследоваться только объекты простой формы, имеющие полированную оптич. поверхность.

В Г. и. требования к качеству оптич. деталей проще, т. к. сравниваются волны, прошедшие по одному и тому же каналу и одинаково искаженные дефектами. Это же позволяет проводить исследования объектов практически неограниченно больших размеров.

Если на голограмме записана объектная волна в пределах большого телесного угла, то с её помощью можно восстановить картину интерференции световых волн, рассеянных объектом в разных направлениях, что件 необходимо, напр., для исследования пространственно неоднородных распределений показателя преломления прозрачных объектов, а также при изучении деформаций тел сложной формы.

Г. и. позволяет получить интерференционную картину, образованную световыми волнами разной частоты. Для этого голограмму экспонируют в свете многоцветного источника. При её освещении восстанавливаются копии записанных на ней волн разной частоты, к-рые могут интерферировать, т. к. они восстановлены одним и тем же монохроматич. пучком света. Многоцветные методы используются для изменения чувствительности Г. и., исследования рельефа поверхностей, изучения дисперсии фазовых объектов (см. ниже).

Большинство методов Г. и. связано с изучением формы полос на интерференц. картине. Контраст полос на голографич. интерферограммах и расположение области локализации полос также характеризуют изменения, произошедшие с объектом. По контрасту голограммы можно судить об изменениях микроструктуры голографируемой поверхности (напр., при коррозии, износе и т. д.), а по характеру и локализации полос — о перемещениях объекта.

Исследование деформации и смещений осуществляется обычно методом двух экспозиций (рис. 1). Интерпретация полос (определение по положению полос трёхмерного вектора смещения в каждой точке исследуемой поверхности) осуществляется путём получения картины полос при разных направлениях наблюдения, либо при съёмке трёх голограмм (многоголограммный метод Эйнса), либо при скайнировании одной голограммы от точки к точке (одноголограммный метод Александра — Бош-Бруевича), или с помощью др. вариантов этих методов. Часто интерпретация полос облегчается наличием априорных данных о характере смещений.

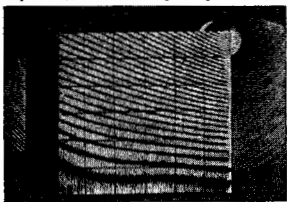


Рис. 1. Голографическая интерферограмма деформируемой пластины (метод двух экспозиций).

Исследование вибраций. Голограмма объекта экспонируется в течение промежутка времени, охватывающего, по крайней мере, неск. периодов колебаний (усреднение во времени). Интенсивность полос при этом быстро падает с ростом амплитуды колебаний. Наиболее яркая полоса соответствует узловым линиям. По таким интерферограммам можно изучать распределение амплитуд колебаний по поверхности объекта (рис. 2). Для расширения диапазона измеряемых амплитуд используется т. н. стробоголографич. метод, в к-ром голограмма экспонируется не непрерывно, а лишь в определё-

ные моменты времени, синхронизованные с выбранной фазой колебаний. При этом яркость полос практически не зависит от амплитуды.

Контуры рельефа. Методы Г. и. позволяют получить голографию, контурную карту на изображении поверхности трёхмерного объекта или его мнимого изображения. Каждый контур — геометрия, место точек поверхности с постоянной высотой h над фиксированной

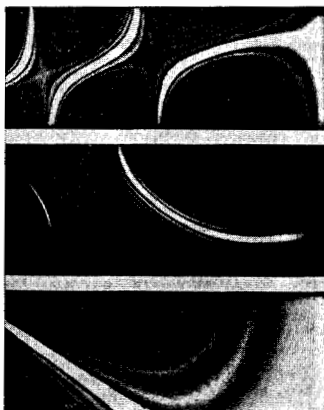


Рис. 2. Голографические интерферограммы вибрирующей на разных частотах турбинной лопатки.

плоскостью. Контуры рельефа получают двухдлинно-волновым или иммерсионным методом либо методом двух источников. В первом случае запись голограммы исследуемой поверхности осуществляется в свете двухчастотного источника. Исследуемая поверхность оказывается покрытой полосами равной высоты, причём

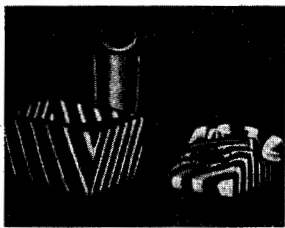


Рис. 3. Голографические контуры рельефа (двухдлинно-волновый метод, $\Delta\lambda=1,8 \text{ \AA}$, $\Delta h=23 \text{ мм}$).

цена одной полосы (изменение высоты) Δh , соответствующая переходу от одной полосы к другой (рис. 3), равна

$$\Delta h = \lambda^2 / \Delta\lambda.$$

В иммерсионном методе исследуемая деталь погружается в кювету с плоским окном и голограмма экспонируется дважды при изменении показателя преломления n иммерсионной жидкости или газа. При этом цена полосы

$$\Delta h = \lambda / 2\Delta n.$$

В методе двух источников голограмму также экспонируют дважды при изменении направления ($\Delta\alpha$) пучка, освещающего объект. В этом случае

$$\Delta h = \lambda / 2 \sin(\Delta\alpha/2).$$

Возможно также непосредственное сравнение контуров рельефа исследуемой и эталонной голограммы.

Голографическая дефектоскопия. Регулярная интерференционная картина, образованная при «нагрузке» исследуемого детали, искажается в дефектных местах (трещины, раковины, непроводящие участки многослойных конструкций). Напр., в случае трещины интерференц. полосы на разл. её «берегах» испытывают излом или сдвиг. Нагружение исследуемой детали при Г. и. дефектов может быть статическим или вибрационным. Иногда деталь подвергают локальному нагреву или охлаждению.

Фазовые объекты (ударные волны в газах и в жидкостях, пламена, взрывы, плазма) исследуют, прослеживая их объектным пучком. Г. и. позволяет изучать пространств. распределение показателя преломления n , k -рое, в свою очередь, однозначно связано с пространств. распределением концентрации атомов, молекул и электронов в исследуемом объёме. В случае фазовых объектов чувствительность методов Г. и. может быть увеличена за счёт нелинейной записи голограмм и восстановления волны высших порядков. Чувствительность увеличивается также при использовании излучения с длиной волны, близкой к резонансным линиям атомов и ионов, и за счёт многократного прохождения света через объект.

Лит.: Островский Ю. И., Голография и ее применение, Л., 1973; Кольер Р., Беркхарт К., Ливинг, Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Островский Ю. И., Бутусов М., Островский Г. В., Голографическая интерферометрия, М., 1977; Голографическая интерферометрия фазовых объектов, под ред. Г. И. Мишина, Л., 1978; Голографические неразрушающие исследования, под ред. Р. К. Эрфа, пер. с англ., М., 1979; Гинзбург В. М., Степанов Б. М., Голографические измерения, М., 1981; Вест Ч., Голографическая интерферометрия, пер. с англ., М., 1982; Оптическая голография, под ред. Г. Кольфада, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Шуман В., Дюба М., Анализа деформаций непрозрачных объектов методом голографической интерферометрии, пер. с англ., Л., 1983; Ostigovskaja G. V., Osvetkovskaja Yu. I., Holographic methods of plasma diagnostics, «Progress in Optics», 1983, v. 22.

Ю. И. Островский.
ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ РАСПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ — отнесение изображения (или его части) к одному из заранее определенных классов, напр. опознавание и указание координат буквы (или сочетания букв) на странице текста. Для решения задач этого типа предъявленное изображение сравнивается с эталонным, причём сравнение производится на основе вычисления ф-ции взаимной корреляции:

$$K(\xi, \eta) = \iint_A f(x, y) S(x - \xi, y - \eta) dx dy, \quad (1)$$

где $f(x, y)$ — распределение освещённости (или яркости) и предъявленное изображение; $S(x, y)$ — распределение освещённости, характеризующее эталонное изображение; ξ, η — координаты взаимного сдвига; A — область существования ф-ций f и S . Величина максимума $K(\xi, \eta)$ определяет степень сходства между $f(x, y)$ и $S(x, y)$, а положение максимума указывает положение той области на $f(x, y)$, к-рая наиболее близка по структуре к $S(x, y)$. Фиксируется такое значение максимума $K(\xi, \eta)$, начиная с k -рого система выдаёт сигнал: «изображение $S'(x, y)$ содержится в $f(x, y)$ ».

Вычисление ф-ции взаимной корреляции двух изображений осуществляется средствами дискретной вычислительной техники, аналоговыми (или цифроаналоговыми) методами когерентной оптики и голографии. Наиб. употребительны 2 схемы голографич. корреляторов. Одна из них предложена К. Вандер Люттом (К. Vander Lugt) (рис. 4). Пусть в плоскости P_1 помещён

транспарант с распределением оптич. плотности, пропорциональной $S(x, y)$. Тогда при освещении транспаранта плоской волной когерентного света в фокальной плоскости линзы L_1 (плоскости P_2) сформируется распределение амплитуды и фазы светового поля, пропорц. спектру пространств. частот ф-ции $S(x, y)$, т. е. будет выполнено *Фурье преобразование* ф-ции $S(x, y)$.

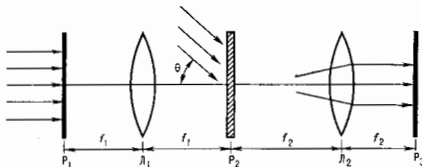


Рис. 1. Схема голографического коррелятора Вандер Люгта.

Пусть теперь на плоскость P_2 падает под углом θ плоская опорная волна, когерентная с волной, освещающей транспарант в плоскости P_1 . Тогда в плоскости P_3 образуется стационарная интерференц. картина. Если её зарегистрировать, то мы получим *голограмму Фурье* объекта $S(x, y)$. Эта голограмма представляет собой согласованный фильтр пространств. частот для сигнала $S(x, y)$. Действительно, если поместить голограмму (после проявления) в плоскости P_2 , убрать опорную волну, поместить в P_1 транспарант, отображающий ф-цию $f(x, y)$, и осветить его когерентным светом, то в плоскости P_3 (после обратного преобразования Фурье, выполняемого линзой L_2) образуется неск. изображений, одно из к-рых имеет освещенность, пропорц. ф-ции взаимной корреляции $f(x, y)$ и $S(x, y)$. Если $f(x, y) = S(x, y)$ или ф-ция $S(x, y)$ является обратным *Фурье-образом* ф-ции $f(x, y)$, то ф-ция взаимной корреляции обращается в ф-цию автокорреляции, а соответствующее изображение — в пр-ое пятно на тёмном фоне.

В др. схеме оптич. коррелятора (рис. 2) транспаранты, отображающие $f(x, y)$ и $S(x, y)$, помещаются во

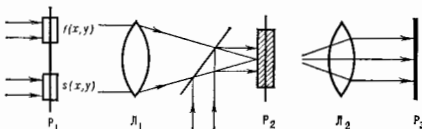


Рис. 2. Схема коррелятора с параллельным вводом информации.

входной плоскости рядом друг с другом (параллельный ввод информации). На плоскости P_2 происходит интерференция спектров $f(x, y)$ и $S(x, y)$ и регистрация интерференц. картины. Регистрирующая среда просвечивается когерентным светом (с помощью светоделителя), и после линзы L_2 в двух местах по обе стороны от оптич. оси формируется освещенность, пропорц. ф-ции взаимной корреляции $S(x, y)$ и $f(x, y)$.

В зависимости от поставленной задачи оптич. когерентные корреляторы могут быть созданы на базе разл. светомодулирующих и регистрирующих элементов. 1) Ввод информации фотогр. диэлектривом (транспарантом); фильтр выполняется заранее, также на фотогр. материале. Такие корреляторы отличаются высокой точностью, но не являются быстродействующими. 2) Ввод информации при помощи пространственно-временного модулятора света (уравляемого транспаранта). Фильтр выполнен на фотогр. материале. В этом случае коррелятор может обрабатывать поступающую

информацию в реальном времени, но оперативная смена фильтра невозможна. Это вынуждает вводить в состав прибора т. н. «библиотеку фильтров», набор фильтров для всех ожидаемых ситуаций. Это ведёт к значит. усложнению прибора, снижению его надёжности и не решает до конца проблему работы в реальном времени. 3) Ввод информации при помощи пространственно-временного модулятора, а запись фильтра на оперативной регистрирующей среде. В этом случае возможна быстрая перестройка коррелятора на опознавание любого объекта.

Среди пространств. модуляторов наиб. перспективны устройства, основанные на фотерефракции в кристаллах, а также на сочетании полупроводников и жидких кристаллов. Среди оперативных регистрирующих сред наиб. пригодны фототермопластики и термомромные слои на основе окислов V_2O_5 .

Г. р. о. применяется для сортировки и измерения размеров деталей в массовом производстве; в навигации летательных аппаратов по участкам местности; в информационно-поисковых системах; для автоматической классификации объектов в микроскопии и т. п. Важной областью является анализ и распознавание одномерных сигналов, развивающихся во времени (в технике радиоприёма, радиолокации, акустической локации).

Лит.: Васильенко Г. И., Голографическое опознавание образов, М., 1977; Пространственные модуляторы света, под ред. С. В. Гуревича, Л., 1977; Булгаев А. А., Захарченко В. П., Чудновский В. Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1978; Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982; Бахляцкий В. К., Юрьев А. Н., Корреляционно-оптимальные методы навигации, М., 1982.

ГОЛОГРАФИЯ (от греч. *hólos* — весь, полный и *gráphō* — пишу, черчу, рисую) — фотографический метод точной записи, воспроизведения и преобразования волновых полей. Был предложен в 1948 Д. Габором (D. Gabor). Им же был введен термин *голограмма*. Используя методы Г., можно записывать и воспроизводить волновые поля разл. физ. природы, в т. ч. электромагнитные (видимого, ИК-, радио- и др. диапазонов), акустические, электронные и др. Поскольку волновые поля возникают только под действием материальных тел, отражая при этом их строение, Г. можно рассматривать и как способ полной всесторонней записи волновых полей, и как способ полной всесторонней записи информации об объектах.



Рис. 1. Общая схема: а — запись голограммы; б — восстановление изображения.

Общая схема записи голограммы приведена на рис. 1, а. Волна W_0 , отражённая объектом O (объектная волна), смещается с т. н. опорной волной W_2 , испущенной точечным источником S . Опорная волна должна иметь простую форму (волновой фронт сферический или плоский) и быть когерентной по отношению к объектной волне. В результате наложения волн W_0 и W_2 возникает пространственная интерфе-

ренс. Картина (*стоячая волна*), представляющая собой систему поверхностей нулевой фазы d_1, d_2, d_3, \dots , на k -рых интенсивность волнового поля максимальна, перемежающихся узлами поверхностей, где интенсивность становится минимальной (нулевой). Интерференц. картина записывается в прозрачной светочувствительной среде, занимающей объём V . После экспозиции и последующей хим. обработки в толще светочувствит. материала образуется фотогр. изображение (напр., на Ag), распределение плотности k -рого моделирует распределение интенсивности в стоячей волне. Полученная т. о. фотогр. структура и наз. голограммой.

Процесс реконструкции (восстановления) объектной волны с помощью голограммы изображён на рис. 1, б. На голограмму H направляется волна W_S того же точечного источника S , k -рой использовался при записи голограммы. Оказывается, что структура голограммы именно такая, что в результате взаимодействия с ней восстанавливаемая волна W_R трансформируется в волну W_0 , точно совпадающую с объектной волной W_0 , записанной на голограмме.

Запись и воспроизведение волнового поля с помощью голограммы можно объяснить след. образом: при записи голограммы поверхности нулевой фазы интерференц. картины d_1, d_2, d_3, \dots образуются именно там, где фазы объектной и опорной волн совпадают. В точках пространства, принадлежащих этим поверхностям, волны W_0 и W_S отличаются только направлением распространения. После экспозиции и ирриляции на месте поверхностей нулевой фазы образуются своеобразные металлические, или диэлектрич. кривые зеркала сложной формы d_1, d_2, d_3, \dots . Когда на голограмму снова падает волна W_S , эти зеркала изменяют направление восстанавливаемой волны именно в тех точках, где её фазы совпадают с фазами объектной волны W_0 . После этого волны W_S и W_0 перестают отличаться также и по направлению, т. е. волна W_S полностью трансформируется в волну W_0 . Наблюдатель n , регистрирующий восстановленную голограммой волну W_0 , не может отличить её от истинной волны W_0 , отражённой объектом, и соответственно видит изображение этого объекта O' , неотличимое от оригинала. Восстановленное голограммой изображение объёма, при смещении точки зрения предмет можно увидеть с разных сторон и даже то, что за ним находится. Свойства голограмм весьма разнообразны и отнюдь не сводятся к одной только способности записывать и восстанавливать волновые поля (см. ниже).

Классификация голограмм. Внутри G определялся ряд классов направлений её развития, каждое из k -рых соответствует определённой разновидности голограмм и её свойствам. В свою очередь, свойства голограмм существенно зависят от конфигурации и физ. свойств светочувствительной среды, в k -рой осуществляется запись; от взаимного расположения голограммы, объекта, опорного источника; от длины волны λ излучения при записи и восстановлении голограммы; от физ. природы волнового поля, записываемого на голограмме.

В зависимости от геометр. конфигурации светочувствительной среды, в k -рой зарегистрирована интерференц. картина, различают d в у м е р н ы е и т р ё х м е р н ы е г о л о г р а м м ы. Запись в двумерных средах относится к тому случаю, когда толщина фотоматериала λ много меньше пространств. периода A регистрируемой интерференц. картины (рис. 1, а). Отражающие свойства двумерной голограммы ограничены. В частности, она неоднозначно восстанавливает волновое поле излучения объекта: кроме истинной объектной волны W_0 и соответствующего ей истинного изображения объекта O' в этом случае восстанавливается ложная, т. н. сопряжённая, волна W'' и соответствующее ей ложное сопряжённое изображение O'' (рис. 1, б).

Источник S , с помощью k -рого восстанавливается двумерная голограмма, должен быть строго монохро-

матичным, поскольку (в силу отсутствия селективных свойств) двумерная голограмма восстановит все соответствующие разным λ изображения, и, как следствие этого, результирующее изображение будет сильно размазано. Двумерные голограммы используются при решении задач радио-, акустической и цифровой G , при *голографическом распознавании образов*, а также в нек-рых др. случаях (см. *Голография акустическая*).

Трёхмерная голограмма, у k -рой толщина λ много больше A (рис. 1, а), представляет собою наиб. общий случай голографич. записи. Она однозначно восстанавливает волновое поле объекта — сопряжённая волна W'' соответствующее ей сопряжённое изображение O'' отсутствуют. Особенность трёхмерной голограммы является также способность воспроизводить не только фазу и амплитуду записанного на ней излучения, но и его спектральный состав. Оказывается, что если такую голограмму восстановить источником излучения со сплошным спектром (напр., лампой накаливания), то она сама соберёт из сплошного спектра те составляющие, k -рые участвовали в её записи. Свойство спектральной селективности трёхмерной голограммы обусловлено интерференцией волн, отражённых последовательностью нулевой фазы, зарегистрированной на голограмме стоячей волны (поверхности d_1, d_2, d_3, \dots , рис. 1, б). Эти волны складываются синфазно и взаимно усиливают друг друга только для одной монохроматич. составляющей λ той, k -рой экспонировалась голограмма при её записи. Т. к. любая светочувствительная среда имеет конечную толщину, то все голограммы фактически трёхмерны. Трёхмерные голографич. записи особенно выявляются в оптич. диапазоне спектра, когда длина волны регистрируемого на голограмме излучения, как правило, намного превосходит толщину светочувствительного материала.

Наиб. сильно свойства голограммы определяются физ. характером светочувствительной среды, в k -рой осуществляется её запись. По этому признаку G можно разделить на две основные области — статич. и динам.

Регистрирующие среды. Статич. голограммы записывают в светочувствит. средах, k -рые в момент записи образуют т. н. скрытое изображение, выявляющееся только после спец. последующей обработки (проявления) фотоматериала. В G используют разнообразие светочувствит. среды. Наиб. высокочувствительные из них — *г а л о г е и д о - с е р е б р ы е*. Разрешающая способность вышележащих на их основе фотоналических достигает неск. тыс. линий на 1 мм при чувствительности порядка тысячной доли Дж на 1 см². Фотопластины с такой высокой разрешающей способностью используются в осн. для записи трёхмерных отражат. голограмм. Для задач оптич. обработки информации, а также радио- и акустич. G обычно применяются фотопластины со значительно меньшим разрешением и соответственно более высокой светочувствительностью.

Для записи отражательных трёхмерных голограмм используются также слои *б и х р о м и р о в а н и о й ж е л а т и н ы*. Голограммы, полученные на таких слоях, создают очень яркие изображения и, как правило, прозрачны во всех диапазонах спектра. Кроме той длины волны, на k -рой они были записаны. Это удобно при создании оптич. голограммных элементов, k -рые фокусируют излучение в заданном участке спектра и прозрачны для остальных длин волн.

Ряд применений G основан на способности голограммы записывать волновое поле посредством создания спец. фазового рельефа на поверхности светочувствит. слоя. Одна из наиболее распространённых светочувствит. сред такого рода — *фоторезист*. При хим. обработке засвеченные участки слоя фоторезиста вымываются, образуя на его поверхности определённый рельеф. Запись голограммы посредством создания рельефа характерна также и для фототермоэластических сред,

в к-рых при воздействии света возникает элестростатич. поле, распределение потенциала к-рого по поверхности повторяет распределение интенсивности света в интерференц. картине, записываемой на голограмме. При последующем нагреве пластичной среды она размягчается и, деформируясь под действием элестростатич. сил, приобретает соответствующий рельеф (см. *Фазовая рельефграфия*). Фототермопластики широко используются в тех случаях, когда необходимо получить голограмму практически сразу после экспозиции, напр. при заводском контроле деталей методами *голографической интерферометрии*.

Для записи статич. голограмм существует также множество др. способов, к-рые используются в спец. случаях. К ним относятся фотополимеры, фотохромные среды, магнитооптич. среды, халькогенидные среды. Разработан ряд эффективных голографич. материалов, напр. поляризац. среды, с помощью к-рых на голограмме можно записать не только амплитуду и фазу, но и состояние поляризации волнового поля (см. *Голограммы*). Фотоматериал «реоксан» основан на сенсibilизированной реакции фотокисления и позволяет записывать голограммы на глубину порядка неск. мм. Для записи голограмм в реальном масштабе времени применяется обратимый фотоматериал «фтирос», использующий светондуиров. фазовые переходы в солях V.

Для записи динамич. голограммы используются нелинейные светочувствит. среды. Такие среды реагируют на свет непосредственно в процессе экспозиции, и поэтому запись и считывание голограммы осуществляются одновременно в момент, когда на ней воздействует волновое поле. Закономерности динамич. Г. существенно отличаются от статич. случая благодаря тому, что возникшая динамич. голограмма сама активно воздействует на падающую на нее волну, трансформируя её определённым образом.

Динамич. голограммы записывают в средах, обладающих разнообразными типами нелинейности: тепловым, когда среда изменяет показатель преломления и под влиянием нагрева, созданного падающей волной (инертные газы, ацетон, хлороформ); электрострикционным, когда плотность среды меняется под действием электрич. поля падающей волны (Cs, CCl₄, Xe, N); комбинационным, когда среда способна к *комбинационному рассеянию света* (бензол, водород); резонансным, когда длина волны падающего излучения совпадает с резонансной длиной волны поглощения среды (пары Na, кристаллы рубина) и др. (см. *Динамическая голография*).

Преобразования волновых полей. Динамич. голограммы в отличие от статических, как правило, не обладают долговременной памятью и поэтому используются не для воспроизведения волновых полей, а для осуществления разл. преобразований этих полей. В частности, свойственная динамич. Г. перекатка энергии между двумя попутными световыми лучами применяется при коррекции излучения лазеров для перекатки энергии сильной волны «неправильной» формы в слабую «правильную» волну. В задачах коррекции излучения лазеров широко используется способность осуществлять обращение фронта объектной волны в самый момент её существования. Обращение фронта свойственно также и статическим голограммам. Обратимая волна W_0^* , совпадающая по форме с объектной волной W_0 , но идущая в обратном направлении, т. е. к объекту O , а не от него, возникает в том случае, когда голограмма H восстанавливается волной W_S^* , обращённой по отношению к опорной волне W_S , т. е. сходящейся к источнику S , а не расходящейся от него (рис. 1, б). Наиб. важное свойство обращённой волны заключается в том, что при распространении в оптич. среде неоднородных средах она претерпевает фазовые искажения, обратные по отношению к тем, к-рые испытала объектная волна. В результате такая волна образует пеиска-

жённые изображения предметов, информация о форме к-рых была бы потеряна при распространении света через оптич. неоднородную среду — матовое стекло, турбулентную атмосферу, дефектный оптич. элемент и др. (см. *Обращение волнового фронта*).

Схемы записи голограмм. В зависимости от взаимного расположения фотопластики, объекта и опорного

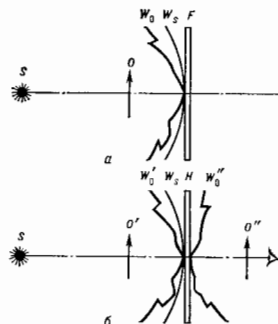


Рис. 2. Осевая голограмма: а — схема записи голограммы в попутных лучах (схема Габора); б — восстановление изображения.

источника различают след. схемы записи голограмм: схему во встречных лучах, схему в попутных лучах (осевая и внеосевая схемы), схему голограмм Фурье. В случае схемы в попутных лучах объект O и опорный источник S расположены по одну сторону от голограммы. При этом осевой схемой, или схемой Габора, наз. частный случай, когда при регистрации голограммы объект O , фотопластика F и опорный источник S расположены на одной оси (рис. 2, а). Эта схема предъявляет наименьшие требования к разрешающей способности фотоматериала, т. к. период интерференционной картины Λ на голограмме в этом случае максимален. К сожалению, поле, восстановленное полученной по этой схеме голограммой H , сильно искажено благодаря явлению истинного и сопряжённого изображений O' и O'' (рис. 2, б). Этот недостаток устранён во внеосевой схеме (схема Лейта), где угол между объектным и опорным лучами в точках их падения на голограмму отличен от 0. Схема Фурье относится к случаю, когда объект O и опорный источник S расположены на одинаковом расстоянии от голограммы (рис. 3, а). Особенностью этой схемы является простота и ясность математич. аппарата, описывающего процессы записи и реконструкции голограммы.

В схеме во встречных лучах (схема Денлисюка) O и S находятся по разные стороны от голограммы (рис. 4). Период интерференц. картины Λ в этом случае минимален, а требования к разрешающей способности фотоматериала соответственно максимальны. Преимущества голограмм во встречных лучах заключаются в том, что сопряжённое изображение O'' в этом случае отсутствует и для восстановления изображения необязателен когерентный источник — такую голограмму можно реконструировать источником естеств. света, напр. лампой накаливания.

Структура Г. В зависимости от Λ падающего на голограмму излучения и природы этого излучения различают оптич. с к у ю Г., когда на голограмме регистрируется излучение видимого диапазона электромагн. спектра, и разл. виды неоптич. Г. К последним

отнесют: радиолографию, рентгеновскую Г., ИК-Г., УФ-Г., голографию акустическую и с е й с м и ч е с к у ю Г. Основная особенность радио-, УЗ- и сейсмич. Г.— веш. источник опорного излучения не

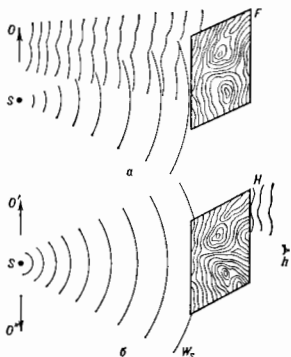


Рис. 3. Схема Фурье: а — запись; б — восстановление изображения.

обязателен, а опорное колебание, с к-рым сравнивается предметная волна, может вырабатываться местным генератором.

Если длительность воздействия экспонирующего голограмму излучения очень мала, говорят об импульс-

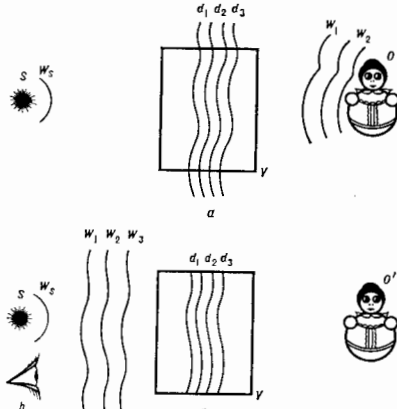


Рис. 4. Схема Денисенко: а — запись голограммы во встречных лучах; б — восстановление изображения.

ной голографии. Этот метод позволяет регистрировать движущиеся объекты и исследовать нестационарные процессы. Закономерности записи голограмм в этом случае специфичны, т. к. при импульсных «засветках» поведение светочувствит. сред, как правило, сильно изменяется.

Голограмму можно получить и без помощи к-л. волновых полей, рассчитав её структуру на ЭВМ и представить результаты расчёта в виде чёрно-белого транспаранта, наз. цифровой голограммой. Цифровая Г. находит широкое применение в диапазоне радиоволн и в акустике для оптимизации процесса считывания голограмм, при голографии, распознавании образов для синтеза голографич. фильтров, в устройствах голографич. памяти для синтеза голограмм, считывающие к-рых последствии осуществляется оптич. способом и др. (см. *Цифровая голография*).

Промежуточное положение между цифровой и обычной голограммой занимает композиционная, или многолучевая голограмма. В этом случае объект голографируется обычным способом с разл. точек зрения, и затем полученное таким способом фотографии (ракурсы) впечатываются на смежные участки фотопластины. При наблюдении такой «голограммы» зрителю кажется, что она рассматривает объект с разных сторон и соответственно возникает иллюзия объёмности изображения.

Свойства голограмм радиосторони и служат основой для разл. применений Г. Некоторые из этих свойств, напр. способность голограммы формировать обратную волну, спектральная селективность трёхмерных голограмм, рассмотрены выше. Из др. свойств необходимо отметить способность восстановленного голограммой изображения изменять свой масштаб и расположение при изменении положения и длины волны восстанавливающего источника, а также при изменении масштаба голограммы. Такими трансформации, световыми обладают в осн. двумерные голограммы; трёхмерные голограммы уменьшений геометрии при считывании, как правило, не допускают.

Способность трансформировать в естественное восстановленное изображение ту или иную часть энергии падающей на неё волны характеризуется т. н. дифракционной эффективностью голограммы. Под этой величиной имеется в виду отношение мощности светового потока, идущего в восстановленное голограммой изображение, к мощности светового потока восстанавливающей волны.

Существенным свойством голограммы является также малая чувствительность восстановленного голограммой изображения к характеру реакции светочувствит. материала. В зависимости от того, каким способом голограмма модулирует падающий на неё световой поток, различают: амплитудные голограммы, модулирующие световой поток за счёт изменений коэф. пропускания среды; фазовые голограммы, к-рые модулируют только фазу восстанавливающей волны, при этом модуляция фазы может осуществляться либо за счёт создания спец. рельефа на поверхности светочувствит. среды (см. выше), либо за счёт модуляции её коэф. преломления n . В поляризац. голограммах модулируются анизотропные свойства среды. Во всех перечисленных случаях записи конфигурация восстановленного изображения остаётся одной и той же, изменяется только дифракц. эффективность и отношение сигнал/шум голограммы, характеризующее яркость случайного светового фона, накладывающегося на восстановленное изображение. Значения дифракц. эффективности колеблются от 100% для фазовых трёхмерных голограмм до единиц % (и меньше) у амплитудных и поляризац. голограмм.

Практические приложения Г. представляют собою общий метод записи и обработки информации. В соответствии с этим Г. с равным успехом применяется в разнообразных областях человеческой деятельности: в машиностроении, при исследовании плазмы, в медицине и т. п. Метод голографической интерферометрии позволяет измерять очень малые деформации деталей машин, поверхности человеческой кожи и т. д. В оптич. приборостроении широкое распространение получают голограммные оптические элементы. В авиации такие

элементы используются для введения в поле зрения пилота показаний разл. приборов. Пилот смотрит на местность через голограмму, к-рая прозрачна во всём видимом диапазоне спектра кроме одной длины волны, где она обладает фокусирующими свойствами подобно линзе. Именно по этой длине волны в поле зрения пилота фокусируются изображения шкал разл. приборов.

В случае голограммных дифракц. решёток на голограмме также записывается точка, а в качестве светочувствит. среды используется очень тонкий слой фоторезиста. Образуются при этом голограммы двумерной, и в ней полностью исключена спектральная селективность, свойственная трёхмерной голограмме. В соответствии с этим при реконструкция голограммы точечным источником, обладающим сложным спектральным составом, изображения точек на всех длинах волн восстанавливаются одновременно так, что результирующее изображение размывается в спектр. Голограммные решётки по сравнению с нарезными *дифракционными решётками* обладают значительно меньшим уровнем рассеянного света, у них отсутствуют ошибки шага и соответственно не возникают т. н. «духи». Используя при записи волновой фронт сложной формы, у таких решёток можно скорректировать aberrации сформированного ими изображения спектра.

Метод *голографического распознавания образов* и их идентификации основан на том, что если голограмму восстанавливать излучением зарегистрированного на ней объекта, то они в нек-ром приближении восстанавливают изображение точечного опорного источника (полной обратимости двумерная голограмма не обладает). Т. к. неарегистрированные на голограмме объекты не восстанавливают изображения опорного источника, то появившиеся точки являются сигналами того, что перед голограммой находится именно данный объект.

Изобразительные голограммы воспроизводят объёмные изображения разл. предметов искусства (бронзовых скульптур, художеств. изделий из фарфора и т. д.). Основное требование — возможность восстановления изображения обычным некогерентным источником излучения (напр., лампой накаливания). Поэтому для изобразительной Г. используются либо трёхмерные отражат. голограммы, либо т. н. *радужные голограммы*, предложенные С. А. Бентоном (S. A. Benton).

Г. используются также при создании *запоминающих голографических устройств*, систем микрофильмирования, для печатывания спец. шифрованных рисунков в денежные знаки и кредитные карточки, для получения изображений местности сквозь туман и облака методами *радиоголографии* и др.

Лит.: Коальдер Р., Беркхард К., Дик Л. Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973. Вильчюк Ш., Смигильский П., Рудый А., Оптическая голография. Развитие и применение, пер. с франц., М., 1973; Акаев А. М., Майоров С. А., Когерентные оптические вычислительные машины, Л., 1977. Пространственные модуляторы света, Л., 1977; Вахрамеев Д., Курочкин А. П., Голография в микроволновой технике, М., 1979; Денисюк Ю. Н., Голография — что мы знаем о ней сегодня, «Природа», 1981, № 8, с. 16; его же, Статические и динамические объёмные голограммы, «ЖЭТФ», 1981, т. 51, с. 1648; его же, Изобразительная голография, в кн.: Наука и человечество, М., 1982; Оптическая голография, под ред. Г. Коальдера, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982; Бентон С. А., Microscopy by reconstructed wave fronts, «Proc. Roy. Soc. London A», 1949, v. 187, p. 454.

Ю. Н. Денисюк.
ГОЛОГРАФИЯ АКУСТИЧЕСКАЯ — интерференционный метод записи, воспроизведения и преобразования звуковых полей. Методы Г. а. используются в *акустооптике* — получении изображений объектов с помощью акустич. волн, для получения амплитудно-фазовой структуры отражённых и рассеянных полей, измерения характеристик направленных акустич. антенн, пространственно-временной обработки акустич. сигналов.

Физические принципы акустической голографии. Осн. принцип Г. а. аналогичен оптич. голографии: вначале регистрируется интерференц. структура (картина)

двух волн (нолей), опорной и рассеянной предметом, а затем по полученной записи (акустич. голограмме) осуществляется восстановление либо изображения предмета, либо изображения рассеянного этим предметом поля на нек-ром расстоянии от него.

Так, напр., если объект в виде точечного источника звука O (рис. 1) создаёт сферич. волну U_s с длиной волны $\lambda_{зв}$ и одновременно излучается другая, опорная волна U_0 , когерентная U_s , т. е. с той же длиной волны $\lambda_{зв}$, то в плоскости P возникает интерференц. картина, образованная взаимодействием двух волн U_s и U_0 и имеющая вид концентрич. окружающей (зональная картина Френеля, или кольца Френеля). Это т. н. акустич. голограмма точечного источника. В оптич. голографии такую картину можно зарегистрировать только с помощью квадратичного детектора, поскольку в оптич. диапазоне длин волн линейных детекторов не существует.

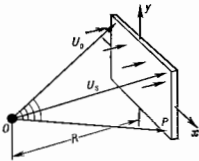


Рис. 1. Принцип получения акустической голограммы точечного источника.

Наличие в акустике как нелинейных (квадратичных) приёмников, реагирующих на интенсивность звуковой волны, так и линейных (микрофонов и гидрофонов), реагирующих на мгновенные значения звукового давления или колебат. скорости, а также относительно малая скорость распространения звука существенно отличает Г. а. от оптич. голографии как по методам регистрации и восстановления акустич. голограмм, так и по способам их практич. применения. В частности, для получения акустич. голограмм можно обойтись без опорной акустич. волны. Для линейных детекторов, позволяющих передать фазу сигнала, акустич. опорный сигнал можно заменить электрическим, к-рый суммируется с акустич. сигналом после преобразования последнего в электрический. В нек-рых схемах Г. а. можно вообще обойтись без опорной волны, если скорость регистрации акустич. поля много больше скорости звука; мгновенное распределение акустич. поля в данном случае является голограммой. Акустич. голограммы можно регистрировать, используя и некогерентное акустич. поле — т. н. методы пассивной Г. а.

Восстановление акустич. голограмм может осуществляться как оптически, так и чисто электронными средствами. При оптич. восстановлении акустич. голограмм нужно преобразовать в эквивалентную оптич. голограмму, к-рую затем осветить когерентным светом от лазера. При электронных методах восстановления акустич. голограммы её преобразуют в последовательность электр. сигналов, к-рые обрабатывают по нек-рому алгоритму с применением ЭВМ.

Получение и регистрация акустических голограмм. Методы получения и регистрации акустич. голограмм зависят от используемого диапазона частот и от области применения методов Г. а.

В диапазоне инфразвуковых, звуковых и низких УЗ-частот чаще всего для получения акустич. голограмм применяются *электроакустические преобразователи*: микрофоны, вибродатчики и гидрофоны, к-рые преобразуют звуковое давление (колебат. смещение) в эквивалентный электр. сигнал. Поскольку для получения изображения акустич. детектор должен быть пространственным, то возможны неск. способов регистрации акустич. голограмм с помощью электроакустич. преобразователей.

Для регистрации акустич. голограммы можно использовать либо одиночный скапирующий по плоскости P приёмник звука, либо линейку приёмников, перемещаемую по плоскости. Методы с использованием одиночного приёмника или линейки приёмников более просты и доступны, однако они не обладают достаточным бьст-

редействием, поэтому во многих случаях неприемлемы из-за наличия в среде амплитудно-фазовых флуктуаций звука: если время съёма голограммы при механич. сканировании больше, чем характерное время изменения фазы сигнала, то интерференц. картина (голограмма) может быть частично или полностью разрушена, что приведёт к потере качества восстановленного изображения. Можно, наконец, использовать матрицу $m \times n$ приёмников, сигналы с к-рых опраиваются электронным образом, напр. с помощью электронного коммутатора. Такая двумерная матрица звукоприёмников обеспечивает наиб. быстрдействие.

Способы дальнейшего преобразования принятых электрич. сигналов определяют способом восстановления акустич. голограмм. При оптич. восстановлении эти сигналы необходимо преобразовать либо в эквивалентную оптич. прозрачность для получения амплитудной голограммы, либо в эквивалентное изменение показателя преломления к.-л. оптич. среды для получения фазовой оптич. голограммы.

В методах с механич. сканированием часто используют синхронное перемещение приёмника звука и точечного источника света (лампочки или луча электронно-лучевой трубки), яркость к-рого управляется электрич. сигналом, полученным от приёмника звука. Регистрации распределения яркости осуществляется обычно на фотопластинке, к-рая после экспозиции и хим. обработки и является эквивалентной оптич. амплитудной голограммой.

Для повышения быстрдействия и лучшего использования светового потока применяют другие способы, основанные на использовании электрооптич., магнитооптич. и термооптич. материалов, наз. пространственно-временными модуляторами света. В устройстве, с использованием одного из таких модуляторов на основе электрооптич. кристалла ДКДП (рис. 2), имеются

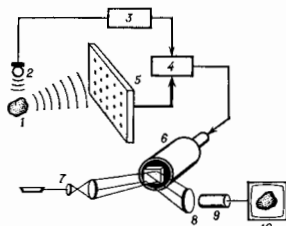
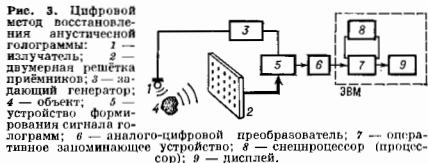


Рис. 2. Получение акустических голографических изображений с помощью матричного приёмника: 1 — объект; 2 — излучатель; 3 — звуковая волна; 4 — устройство формирования сигнала голограммы; 5 — звукоприёмник; 6 — пространственно-временной модулятор света на основе ДКДП; 7 — лазер и коллиimator; 8 — проекционное оптическое устройство; 9 — видеокамера; 10 — TV-монитор.

двумерная решётка звукоприёмников, сигналы с к-рых, последовательно опрощенные электронным образом, управляют лучом спец. электронно-лучевой трубки, экран к-рой выполнен из электрооптич. материала. Попадание электронного луча на к.-л. место экрана вызывает локальное изменение показателя преломления материала экрана. После электронного сканирования структура экрана представляет собой фазовую оптическую голограмму, восстановление к-рой может осуществляться в проходящем или отражённом когерентном свете.

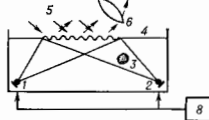
При использовании электронных методов восстановления, как правило цифровых, электрич. сигналы с приёмников звука преобразуются в цифровой код с помощью аналого-цифрового преобразователя (рис. 3) и поступают в оперативное запоминающее устройство ЭВМ. Затем сформированный массив данных подвергается обработке по алгоритму Фурье — Френеля и восстановленное изображение выводится на полупроводниковой дисплей.

В диапазоне высоких голограмм используются разнообразные методы *овизуализации звуковых полей*, а их восстановление в подавляющем большинстве случаев осуществляется оптич. способами. Наиб. распространение в Г. а. получили методы, основанные на поперечных эффектах, — деформации поверхности раздела двух сред, изменения ориентации частиц в звуковом поле и т. д. Наиб. часто используется метод поверхностного рельефа, основанный на способности жидкостной деформироваться под воздействием радиац. давления



(рис. 4). В этом методе два расходящихся пучка УЗ-волн (один — опорный, а другой — рассеянный предметом) пересекаются на свободной поверхности жидкости и деформируют её, образуя поверхностную стоячую волну. Возникающая при этом картина рельефа на поверхности является аналогом фазовой оптич. голограммы. Если па неё направить когерентное оптич. излучение под нек-рым углом, то в отражённых световых волнах можно получить восстановленное изображение предмета. Метод поверхностного рельефа имеет множество модификаций; в частности, для устранения влияния паразитных вибраций на поверхность раздела накладывают прозрачную термопластич. плёнку, тол-

Рис. 4. Метод поверхностного рельефа: 1 и 2 — излучатели; 3 — объект; 4 — поверхность раздела жидкости — газ; 5 — луч лазера; 6 — проекционная оптика; 7 — восстановленное изображение; 8 — генератор.



щина к-рой изменяется в зависимости от величины радиац. давления и созданного им локального разогрева термопластич. материала.

Для получения акустич. голограмм в диапазоне высоких УЗ-частот начинают применять нематиц. и холестерич. *жидкие кристаллы*. Один из используемых в них для этой цели эффектов состоит в том, что под воздействием УЗ нарушается первоначальная ориентация молекул, что приводит к локальному увеличению рассеяния света, освещающего этот кристалл, и па нём формируется голограмма.

Качество акустических голографических изображений. Качество акустич. голограмм и восстановленных на них изображений зависит от большого числа факторов. К ним относятся: чувствительность акустич. голографич. системы, угловое разрешение, разрешение по глубине (по продольной координате), наличие геом. и частотных искажений. Чувствительность γ — мин. (пороговое) звуковое давление, воспринимаемое приёмной частью голографич. системы; обычно выражается в единицах Па/У Гц. Улучших голографич. систем $\gamma = 10^{-5} - 10^{-6}$ Па/У Гц. Угловое разрешение $\delta\theta$ — мин. угловое расстояние между двумя точечными источниками, различаемыми раздельно на голограмме; зависит от волнового размера приёмной апертуры акус-

тия. голограммы (отношения геом. размера к длине волны) и определяется, как и в оптике, выражением $\delta\varphi = \lambda_{\text{зв}} D / \Delta r \text{ рад}$, где $\lambda_{\text{зв}}$ — длина волны звука, D — линейный размер приёмной апертуры.

Важным параметром, характеризующим качество акустич. голограмм, является точность измерения углового параметра $\Delta\theta = \delta\varphi / f (c/\text{ш})$, где $f (c/\text{ш})$ — ф-ция, зависящая от выходного отношения сигнал/шум (по энергии); конкретный вид ф-ции f зависит от алгоритма обработки и статистич. характеристик сигнала и шума (напр., для гауссовых помех эта ф-ция равна корню из энергии. отношения сигнал/шум).

Линейное разрешение по номерам координат δx , δy — мин. расстояние по соответствующим координатам между двумя точечными источниками, различаемыми на голограмме; выражается соотношениями $\delta x = \lambda R / D_x$, $\delta y = \lambda R / D_y$, где R — расстояние от объекта до плоскости регистрации акустич. голограммы, D_x , D_y — линейные размеры апертуры голограммы, в общем случае $D_x \neq D_y$. Разрешающая способность по глубине δR — мин. расстояние в продольном направлении объект — плоскость регистрации между двумя точечными источниками, различаемыми на голограмме; она равна $\delta R = (6-8)\lambda R^2 / D^2$.

При оптич. методах восстановления акустич. голограмм возникают масштабные искажения в восстановленном изображении. Если запись акустич. голограммы осуществляется на длине волны света $\lambda_{\text{св}}$, а восстановление — на длине волны света $\lambda_{\text{св}}$, то неискажённое изображение можно получить только в том случае, когда перед восстановлением оптич. голограммы уменьшена точно в $\mu = \lambda_{\text{зв}} / \lambda_{\text{св}}$ раз. Как правило, это осуществить невозможно из-за очень больших величин μ (напр., $\lambda_{\text{зв}} = 1-2$ см, $\lambda_{\text{св}} = 0,63$ мкм, $\mu = 3 \cdot 10^7$), поэтому голограмму уменьшают не в μ раз, а в m/μ , где $m \gg 1$. При этом поперечные размеры восстанавливаемого объекта изменяются в m/μ раз, а продольные — в m^2/μ раз, т. е. изображение предмета оказывается сильно сжатым по продольной координате, поэтому пока не удаётся получить неискажённое объёмное (трёхмерное) акустич. изображение. По этой же причине для получения разрешения по глубине (т. е. по дальности объектов) обычно прибегают к импульсному режиму работы излучателя. В этом режиме регистрируют акустич. голограммы разл. сечений нредмета по глубине, а затем, используя томографич. методы, по восстановленным изображениям сечений предмета воссоздают его трёхмерное изображение. Такую обработку, как правило, выполняют на ЭВМ.

Перечисленные факторы, влияющие на качество акустич. голограмм и изображений, достаточно полно характеризуют гл. обр. техн. возможности самой голографич. системы, но не акустич. изображение. Дело в том, что оптич. и акустич. изображения одного и того же предмета могут существенно отличаться друг от друга, поскольку механизмы взаимодействия звуковых и световых волн с веществом могут быть совершенно различными. Предмет может идеально отражать световые волны, но полностью поглощать акустические, и наоборот. На этом различии основано действие акустич. голографич. микроскопов, предназначенных для исследования структуры клеток, к-рые без введения контрастной жидкости прозрачны для световых волн, но хорошо поглощают УЗ-колебания.

Качество собственно акустич. изображений существенно зависит от механизма взаимодействия звука (УЗ) с веществом. С точки зрения указанных количеств. параметров звуковые изображения всегда «хуже» оптических, поскольку волновые размеры акустич. голограмм имеют порядок не более (400–1000), а в оптич. случае волновые размеры голограмм легко могут быть доведены до 10^2-10^6 (напр., фотоластинка размером 240×240 мм при $\lambda_{\text{св}} = 0,63$ мкм имеет волновой размер $4 \cdot 10^6$). Для того чтобы частично обойти эту трудность и получить изображение удовлетворит. ка-

чества, в Г. а. используют спец. приёмы, напр. многоаэтонное излучение, облучение нредмета со многих сторон, накопление изображений.

Пассивная акустическая голография. Г. а. может быть использована не только для получения изображений предметов путём их облучения когерентной звуковой волной, но и для получения сведений о расположении «самозвучающих» объектов и их частотных спектрах; эти методы наз. методами пассивной Г. а., поскольку в этом случае акустич. голограмма регистрируется с помощью звуковых волн, к-рые излучает сам объект. Такими излучателями могут быть разл. механизмы, объекты живой природы, разнообразные подводные объекты и т. п. Одним из часто используемых является метод пассивной широкополосной Г. а. (рис. 5), при

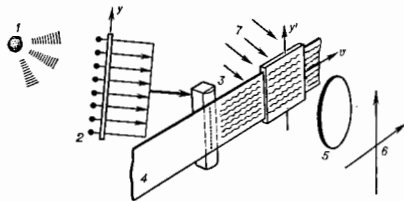


Рис. 5. Устройство для записи и восстановления пассивных акустических голограмм: 1 — шумящий объект; 2 — приёмная линейная апертура; 3 — многослойная светодиффракционная матрица, преобразующая звуковое давление в оптический сигнал; 4 — фотоэмульсия; 5 — преобразующая оптика; 6 — плоскость восстановления и наблюдения; 7 — луч лазера; 8 — скорость потока пленки.

к-ром элетрич. сигналы с элетроакустич. преобразователя приёмной линейной системы 2 записываются в виде ф-ций времени на фотоэмульсии 4 или термопластике (возможно также использование любого пространственно-временного модулятора света). Полученная запись сигналов преобразуется затем в обычной оптич. схеме восстановления акустич. голограммы. Восстановленным на выходе изображением в этом случае является пространственно-частотный спектр излучаемых объектом сигналов.

Применение акустической голографии. На инфразвуковых и низких звуковых частотах методами Г. а. можно получить информацию о структуре земной коры, о подстилающей дно океана поверхности, выявить наличие крупномасштабных неоднородностей в естественных средах. В диапазоне звуковых и низких УЗ-волн методы Г. а. применяются в подводном звуковидении, бесконтактной диагностике машин и механизмов по собственному шумозаключению, при изучении полей разл. колебат. конструкций и т. п. В диапазоне высоких УЗ-частот Г. а. используется для получения акустич. изображений в самых разл. областях науки и техники, напр. в микрокопии акустической для биол. исследований, в устройствах медицинской диагностики для получения информации о строении внутр. органов, в дефектоскопии для получения изображений внутр. дефектов материалов.

Лит.: Свет В. Д., Методы акустической голографии, Л., 1976; А х и м е д М., В а н К., М и д е р е л л А., Голография и её применение в акустоскопии, пер. с англ., «Техниздат», 1979, т. 87, с. 25; З у я к о в а Н. В., Свет В. Д., Об одном оптическом методе восстановления акустической голограммы точечного источника, расположенного в неоднородном волновом поле, «Акуст. ж.», 1981, т. 27, с. 513; Г р е г о р у ш П., Звуковидение, пер. с англ., М., 1982.

ГОЛОМОРФНАЯ ФУНКЦИЯ — см. Аналитическая функция.

ГОЛОНОМНАЯ СИСТЕМА — механическая система, в к-рой все наложенные связи (см. Связи механические) являются геометрическими (голономными). Эти связи налагают ограничения только на возможные положе-

ния точек и тел системы в разные моменты времени, но не на их скорости, и выражаются математически ур-ниями вида

$$f_j(x_i, y_i, z_i, t) = 0 \quad (j=1, 2, \dots, k), \quad (*)$$

где x_i, y_i, z_i — координаты, t — время, k — число наложенных связей. Координаты точек системы должны при её движении удовлетворять как дифференциальным ур-ниями движения, так и ур-ниями связей (*). Связи наз. голономными и в том случае, когда они налагают ограничения на скорости точек системы, если ур-ния связи могут быть проинтегрированы и зависимости между скоростями сведены к зависимости между координатами. Напр., при качении колеса по неподвижной рельсу координата x центра колеса и угол ϕ поворота колеса вокруг его центра связаны соотношением $dx/dt = R d\phi/dt$, вытекающим из равенства $v = \omega R$, где ω — угловая скорость колеса, v — скорость его центра, R — радиус колеса. Однако это соотношение сразу интегрируется и даёт $x = R\phi + C$. Следовательно, указанная связь является голономной, а система — Г. с.

Если же связи системы налагают ограничения не только на возможные положения точек системы, но и на их скорости, и выражаются математически ур-ниями, к-рые не могут быть непосредственно проинтегрированы, то такие связи наз. неголономными, а система с такими связями наз. неголономной системой. Так, для шара, катящегося по шероховатой горизонтальной плоскости, ур-ния, выражающие тот факт, что точка касания шара имеет скорость, равную нулю, не могут быть проинтегрированы, и эта система является неголономной.

Разделение механ. систем на голономные и неголономные весьма существенно, так как в Г. с. применимы многие сравнительно простые ур-ния механики и общие принципы, к-рые не справедливы для неголономных систем. Движение Г. с. может изучаться с помощью *Лагранжа уравнений механики*, *Гамильтона уравнений*, *Гамильтона — Якоби уравнения*, а также с помощью *наименьшего действия принципа* в форме Гамильтона — Остроградского или Моупертюа — Лагранжа. К Г. с. прилагаются также все те общие теоремы механики и дифференциальные *вариационные принципы механики*, к-рые справедливы и для неголономных систем.

Лит. см. при ст. *Динамика*. С. М. Тарс.
ГОЛЬМИЙ (Holmium), Ho, — химический элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 67, ат. масса 164,9304, входит в семейство лантаноидов. Имеет один стабильный нуклид ^{165}Ho . Конфигурация трёх внеш. электронных оболочек $4s^2 3d^{10} 11s^2 5p^6 6s^2$ (возможна также конфигурация $4s^2 3d^9 10s^2 5p^6 6s^2$). Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 6,02, 11,80 и 22,8 эВ. Металлич. радиус 0,176 нм, радиус иона Ho^{3+} 0,086 нм. Значение электроотрицательности 1,40.

В свободном виде — серебристо-белый металл. Известны низкотемпературная (α) и высокотемпературная (β) модификации Г. α -Ho обладает гексагональной решёткой с параметрами $a = 0,35773$ и $c = 0,56158$ им. $t_m = 1470^\circ\text{C}$, $t_{\text{пл}} = 2720^\circ\text{C}$, плотн. 8,78 кг/дм 3 . Теплота плавления 17,2 кДж/моль, теплота испарения 285 кДж/моль. Степень окисления +3. Ион Ho^{3+} сильно парамагнитен (магн. момент 10,50 μB). Г. — компонент магн. сплавов с Fe, Co, Ni (обладают высокой индукцией и магнитострикцией). Г. входит в состав некоторых *люминофоров*. В качестве радиоактивного индикатора используют β -радиоактивный ^{166}Ho ($T_{1/2} = 26,8$ ч).

С. С. Бердосов.

ГОМОГЕННАЯ СИСТЕМА (от греч. homogenés — однородный) — термодинамич. система, все равновесные параметры к-рой (напр., хим. состав, плотность, давление) непрерывно изменяются в пространстве (пространственно неоднородны Г. с.) или постоянны (прост-

ранственно однородные Г. с.). Примеры пространственно неоднородных Г. с.: газы, жидкости, смеси газов и растворы во внеш. поле при условии, что в отсутствие поля они пространственно однородны. В Г. с., в отличие от *гетерогенных систем*, отсутствуют поверхности раздела, к-рые отделяют друг от друга части системы, отличающиеся по составу и свойствам. Т. о., Г. с. должны быть однополой, но может быть многокомпонентной. В неравновесном состоянии в Г. с. могут существовать разные термодинамич. параметры, напр. разрезы плотности и давления на фронте ударной волны.

Д. Н. Зубарев.

ГОМОПЕРЕХОД — в отличие от *гетероперехода* контакт двух областей с разными типами проводимости (или концентрациями легирующей примеси) в одном и том же кристалле *полупроводника*. Различают $p - n$ -переходы, в к-рых одна из двух контактирующих областей легирована донорами, другая — акцепторами, $n^+ - n$ -переходы (обе области легированы донорной примесью, но в разной степени; знак + означает большую степень легирования) и $p^+ - p$ -переходы (обе области легированы акцепторной примесью).

ГОМОЦЕНТРИЧЕСКИЙ ПУЧОК ЛУЧЕЙ (от греч. homós — равный, одинаковый и лат. centrum — средоточие, центр) — пучок световых лучей, в к-ром или сами лучи, или их продолжения пересекаются в одной точке. Волновая поверхность, соответствующая Г. и л., является сферой; её центр и есть точка пересечения Г. п. л. *Изображение оптическое*, получаемое с помощью к.-л. оптич. системы, точно воспроизводит форму объекта лишь в том случае, если Г. п. л. после прохождения через данную систему снова превращается в Г. и л.; только при этом условии каждой точке объекта соответствует одна определённая точка изображения.

ГОНИОМЕТР (от греч. gónia — угол и metreo — измеряю) — прибор для измерения углов между гранями кристаллов. До открытия рентгеноструктурного анализа гониометрич. метод был основным для описания и идентификации кристаллов. В отражательном оптич. Г. кристалл, вращающийся вокруг оси, освещается, и лучи, отражённые от разных граней, ноочередно наблюдаются в зрительную трубу. В более совершенных двухкружных Г. (Федорова, Гольдшмидта, Чанского) кристалл или зрительную трубу можно вращать вокруг двух взаимно перпендикулярных осей.

Лит.: Флинт Е. Е., Практическое руководство по геометрической кристаллографии, 3 изд., М., 1956; его же, Начала кристаллографии, 2 изд., М., 1961.

ГОНИОФОТОМЕТР — фотометр для измерения зависимости фотометрич. величин от направления. Г. используемый в фотометрии для измерения угловых энергий, характеристик источников света (ламп) и световых приборов размером до 2 м, как правило, является универсальным сооружением размером до 10 м, и центр к-рого помещается исследуемый источник. Измеряющее силу света фотоприёмное устройство Г. часто является системой телескопич. типа размером до 2 м и изготавливается с использованием параболич. зеркал и линзовых объективов или стопы пластин с множеством отверстий. В других случаях освещённость измеряют люксметром. Обычно в горизонтальной плоскости вращается исследуемый источник, а в вертикальной — фотоприёмное устройство Г. Точность отсчёта углов на гониометре — до 0,5°. Однако Г. предназначены для измерений в пределах малых углов (единицы градусов; напр. лазерного излучения), обладают высоким угловым разрешением (~10"). На основании снимаемых в Г. индикатрис коэф. отражения, протускания, яркости изучаются параметры и характеристики веществ, сред, тел, в частности оптич. материалов, аэрозолей и др.

Лит. см. при ст. *Фотометр*. А. С. Добычков.

ГОРЕНИЕ — протекание хим. реакции в условиях прогрессивного самоускорения, связанного с накоплением в системе теплоты или катализирующих продуктов реакции. При Г. могут достигаться высокие (до

неск. тыс. градусов) темп-ры, причём часто возникает излучающий свет область — пламя.

Отличия. особенность Г.— протекание хим. реакции в условиях её самоускорения. Скорость хим. реакции резко возрастает с увеличением темп-ры и выделяющейся в реакции теплоты всё более её ускоряет. С другой стороны, возможно самоускорение вследствие лавинообразного роста (в процессе разветвлённо-цепной реакции) концентрации активных частиц — атомов или радикалов, стимулирующих хим. иррадиацию (см. *Варья*). Поэтому различают тепловое и цепное Г.

Основная и важнейшая особенность процесса Г.— способность к распространению в пространстве. Вследствие процессов переноса (*диффузии и теплопроводности*) теллота или активные центры, накапливающиеся в горящем объёме, могут иррадироваться в соседние участки горючей смеси и инициировать там Г. В результате возникает движущийся в пространстве фронт Г., его скорость и наз. линейной скоростью Г. Массовая скорость Г. $w = \rho u$, где ρ — плотность исходной смеси. В отличие от *детонации*, где хим. реакция возникает в результате быстрого и сильного сжатия вещества *ударной волной*, скорость Г. невелика ($10^{-3} - 10$ м/с), поскольку оно обусловлено сравнительно медленными процессами переноса. Если движение газовой среды турбулентно, то скорость Г. увеличивается вследствие турбулентного перемешивания.

В зависимости от агрегатного состояния исходного вещества и продуктов Г. различают три основных типа Г.: гомогенное Г., Г. взрывчатых веществ и порохов, гетерогенное Г.

Гомогенное горение. Исходные вещества и продукты при таком Г. находятся в одинаковом агрегатном состоянии. К этому типу относится Г. газовых смесей (природного газа, водорода, г. п. с окислителем — обычно кислородом воздуха), Г. неагнизифицирующихся конденсиров. веществ (напр., термитов — смесей алюминия с оксидами разл. металлов) и изотермическое Г.— распространение цепной разветвлённой реакции в газовой смеси без значит. разрыва. На рис. изображена структура фронта Г. в смеси газообразных горючего и окислителя. Хим. реакция происходит в очень

узкой зоне в у-рянии теплопроводности и диффузии, учитывающим хим. источник тепла и продуктов реакции (сток исходных веществ). В связи с малостью скорости Г. по сравнению со скоростью звука давление газа в области Г. можно считать постоянным. В системе координат, в x -й фронт пламени покоится (исходное вещество натекает извне со скоростью Г. u), эти уравнения имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \lambda \frac{dT}{dx} - \rho u c_p \frac{dT}{dx} + \Phi(T, a_1, a_2, \dots, a_n) &= 0 \\ \frac{d}{dx} D_i \rho - \frac{d(a_i \rho)}{dx} - \rho u \frac{d(a_i \rho)}{dx} + \Phi_i(T, a_1, a_2, \dots, a_n) &= 0 \end{aligned} \right\} (*)$$

$i=1, 2, \dots, n,$

где x — иространств. координата, a_i — концентрации исходных веществ, промежуточных и конечных продуктов реакции, λ и D_i — коэффициенты теплопроводности и диффузии; Φ — удельная скорость тепловыделения (кол-во теплоты, генерируемое хим. реакцией в единице объёма в единицу времени), Φ_i — скорость изменения концентрации вещества в простейшей хим. реакции (также отнесённая к единице объёма и единице времени). Вид функций Φ и Φ_i конкретизируется при задании механизма хим. реакции.

К системе у-рий (*) должны быть добавлены граничные условия, определяющие значения темп-ры и концентраций в исходной смеси ($x \rightarrow -\infty$) и постоянство этих величин (равенство нулю производных по координате) в продуктах Г. Решение системы (*) позволяет определить собственные значения задачи — скорости Г. u , а также распределения темп-ры и концентраций вещества в пространстве: $T(x), a_i(x)$. В более сложных случаях соответствующие системы у-рий решаются аналитически или приближённо, а также с использованием ЭВМ.

При Г. неагнизифицирующихся конденсиров. систем диффузия обычно не играет роли и процесс определяет только теплопроводность. Наоборот, при изотермическом Г. осн. процессом переноса является диффузия.

Гетерогенное горение. Исходные вещества при этом находятся в разных агрегатных состояниях. Важнейшие техн. процессы гетерогенного Г.: Г. угля, частиц металлов, сжигание жидких топлив в нефтяных топках, нек-рых двигателей внутр. сгорания, камера сгорания ракетных двигателей. Процесс гетерогенного Г. обычно очень сложен. Хим. превращение сопровождается дроблением и испарением капель и частиц, образованием окисных плёнок на частицах металла, турбулентацией газовой смеси и т. п.

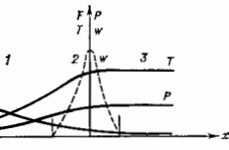
Горение взрывчатых веществ и порохов. Мгн. конденсиров. взрывчатые вещества (ВВ), кроме быстрого (взрывного) протекания реакции (см. *Варья, Детонация*), способны к значительно более медленному хим. превращению путём Г. В отличие от обычных твёрдых и жидких топлив при горении ВВ не требуется подводить извне окислитель, т. к. горючее и окислитель во ВВ перемешаны на молекулярном уровне.

Г. ВВ связано с переходом вещества из конденсиров. состояния в газ. При этом на поверхности раздела фаз происходит сложный физико-хим. процесс, при к-ром в результате хим. реакции выделяется теллота и горючие газы, догорающие в зоне Г., отстоящей от поверхности на нек-ром расстоянии. Процесс Г. усложняется явлением диспергирования — переходом части конденсиров. вещества в газовую фазу в виде небольших частичек или капель.

Важной особенностью процесса Г. является наличие критич. условий. Распространение Г. возможно лишь в нек-рых интервалах изменения состава смеси, темп-ры и давления, условий теплоотвода во внеш. среду. Критич. значения этих параметров над пределами Г. Скорость Г. на пределе отлична от нуля, а при переходе через предел Г. прекращается.

При эксперим. исследовании Г. изучается зависимость скорости Г. от разл. параметров Г.: состава смеси, дис-

Структура фронта горения: 1 — зона протекания, 2 — зона химической реакции, 3 — продукты горения; F — концентрация горючего или окислителя, P — концентрация продуктов горения, T — температура, w — скорость тепловыделения, x — пространственная координата.



узкой зоне (10^{-5} м) при темп-ре, близкой к темп-ре Г.: $T_1 = T_0 + Q/c_p$ (T_0 — темп-ра исходной смеси, Q — теплота сгорания, c_p — теплоёмкость газа при пост. давлении). В зоне подогрева темп-ра газа растёт за счёт тепла, выделяющегося при Г. ирредуцирующихся горючей смеси. В этой зоне происходит также убывание (вследствие диффузии) концентрации исходного вещества, хим. реакция идёт в очень обеднённой смеси. Скорость тепловыделения $w(x)$ имеет резкий максимум, связанный с тем, что в начале реакции низка темп-ра, а в конце её — горючего. Скорость Г. $u \sim \sqrt{\chi/T_1}$, $\tau \sim \exp(-\epsilon/RT_1)$, где χ — коэффициент температуропроводности, а τ — характерное время хим. реакции в зоне Г., к-рое определяется в основном энергией активации ϵ и темп-рой Г. (R — универсальная газовая постоянная).

Теория распространения фронта Г. в гомогенной газовой смеси строится на основе механики сплошных сред и *кинетике химической*. Для случая одностороннего стационарного распространения ламинарного пламени в смеси нерастворимых горючего и окислителя теория

перности компонентов, структуры фронта Г. скорости хим. реакций, пределов Г. При этом используются оптич. методы (высокоскоростная киносъёмка, голограммы), микротермометры (толщина их измеряется микронами), манометрические и калориметрич. бомбы.

Лит.: Семенов Н. Н., *Цепные реакции*, Л., 1934; Франк-Каменецкий Д. А., *Диффузия и теплопередача в химической кинетике*, 2 изд., М., 1967; Льюис С. В., Зандберг Г., *Горение, пламя и взрывы в газах*, пер. с англ., 2 изд., М., 1968; Хитриц Л. И., *Физика горения и взрыва*, М., 1957; Шеллэн К. И., Трошин Я. К., *Газокинетика горения*, М., 1963; Вильямс Ф. А., *Теория горения*, пер. с англ., М., 1971; Новожилков Б. В., *Цепное и тепловое пламя*, М., 1980; *Математическая теория горения и взрыва*, М., 1980.

ГОРИЗОНТ СОБЫТИЙ в теории чёрных дыр и в общей теории относительности — граница области в пространстве-времени, в к-рой сигналы, распространяющиеся со скоростью света, полностью удерживаются тяготением и не могут уйти в бесконечность во внеш. пространстве. Г. с. возникает при *гравитационном коллапсе*, приводящем к образованию чёрной дыры, когда усиливается гравитат. посыл нестерпимо вытесняется наружу даже лучи света. Г. с. является границей чёрной дыры. Если чёрная дыра не вращается, то Г. с. совпадает со сферой Шварцшильда — сферой с радиусом, равным *гравитационному радиусу* $r_g = 2GM/c^2$, где M — масса чёрной дыры, G — гравитационная постоянная. Вращение чёрной дыры деформирует Г. с., оставляя его размеры по порядку величины теми же.

Лит.: Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., *Гравитация*, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Новиков И. Д., Фролов В. П., *Физика чёрных дыр*, М., 1986.

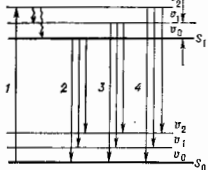
ГОРИЗОНТ ЧАСТИЦ в космологии — граница, отделяющая область пространства, к-рую в данный момент может видеть наблюдатель (частица), от области, принципиально для него не наблюдаемой. Существование Г. ч. связано с расширением Вселенной. Согласно космологич. модели А. А. Фридмана, расширение Вселенной началось от сингулярного состояния ок. 10^{-20} млрд. лет назад (см. *Сингулярность космологич. скака*). За время $t_0 \approx (10-20) \cdot 10^9$ лет свет успевает пройти в расширяющейся Вселенной конечное расстояние, равное примерно $l \approx ct_0$, то есть $(10-20) \cdot 10^9$ световых лет. Поэтому каждый наблюдатель в момент t_0 после начала расширения может видеть только область, имеющую в этот момент размеры $\sim l$. Объекты за этой границей, являющиеся горизонтом наблюдателя, принципиально не наблюдаемы в момент t_0 , т. к. свет от них не успевает дойти до наблюдателя, даже если и вышел в момент начала расширения Вселенной. Очевидно, что у наблюдателей, находящихся в разных точках Вселенной, существует свой горизонт. С течением времени горизонт наблюдателя расширяется, по мере того как к нему успевают дойти свет от более дальних областей Вселенной.

Лит.: Зельдович Я. В., Новиков И. Д., *Строение и эволюция Вселенной*, М., 1975.

ГОРЯЧАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ — испускание света квантовой системой (молекулой, твёрдым телом), находящейся в возбуждённом электронном состоянии, в ходе установления теплового равновесия с окружающей средой (обычная люминесценция происходит при тепловом равновесии системы с окружающей средой). Г. л. исцускается при переходах с высоких электронных уровней энергии (заселенных при возбуждении); в обычной люминесценции они играют существен. роль лишь при высоких темп-рах. Г. л. испускают молекулы (в парах и в конденсиров. фазе) и экситоны в полупроводниках.

Г. л. молекулярных систем возникает в процессе колеб. (вращательной) релаксации в возбуждённом электронном состоянии (рис.). Отношение интенсивностей горячей и обычной люминесценции в условиях стационарного возбуждения $\sim \tau_p/\tau_a$, где τ_p — время жизни на возбуждённом колеб. уровне (время колеб. релаксации), τ_a — время жизни возбуждённого электронного состояния. Интенсивная Г. л. наблюдается для ряда свободных молекул в газах, а также у нек-рых двухатомных молекул в матрицах

благородных газов, где $\tau_p \sim \tau_a$. Однако большинство молекулярных центров люминесценции в конденсиров. среде относится к т. н. быстро релаксующим системам. Для них $\tau_p \sim 10^{-11}-10^{-12}$ с, а $\tau_a \sim 10^{-8}-10^{-9}$ с, и Г. л. обычно в 10^3-10^4 раз слабее обычной люминесценции. В отличие от обычной люминесценции в спектрах Г. л. проявляются колебания молекулы не только в



основном, но и в возбуждённом электронном состоянии; кроме того спектры Г. л. зависят от длины волны возбуждающего света. Г. л. несёт информацию о быстро протекающих релаксационных процессах.

Г. л. экситонов в полупроводниках возникает в том случае, когда кинетич. энергия экситонов превышает энергию, к-рой они обладают в состоянии теплового равновесия при данной темп-ре кристалла. Эти т. п. горячие экситоны рождаются в полупроводнике в актах непрямого экзитонного поглощения при переходах в состоянии выше дна экзитонной зоны. При умеренных интенсивностях возбуждения (т. е. при небольшой плотности экситонов) релаксация кинетич. энергии экситонов осуществляется в осн. путём испускания продольных оптич. фононов (LO -фононов), при этом экситоны релаксируют по квазиуровням с энергией $\epsilon_k = \epsilon_{kv} - \hbar\nu_{LO}$ (где ν — частота возбуждающего света, ν_0 — частота оптич. фонона, ν — целое число). В процессе релаксации возможны излучательные переходы с квазиуровней, и в центре люминесценции наблюдаются максимумы, разделённые интервалами $\hbar\nu_{LO}$. Поскольку процессы LO -релаксации идут весьма быстро ($\sim 10^{-11}-10^{-12}$ с), интенсивность Г. л. обычно очень мала. Самая низкая энергия экситона, достигаемая при LO -релаксации, имеет значительно большее время жизни, т. к. дальнейшая релаксация возможна лишь с участием акустич. фононов и идёт значительно медленнее. Поэтому Г. л. с низкого уровня существенно интенсивнее, чем с более высоких (горячих) уровней экситона.

Исследования Г. л. полупроводников дают важную информацию о процессах релаксации и распределения экситонов по кинетич. энергии, а также о роли экситонов разл. типа в процессах *переноса энергии*.

Лит.: Ребаев К. К., Саар П. М., *Горчая люминесценция и процессы релаксации*, Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, т. 40, с. 4778.

ГОРЯЧЕЕ ВСЕЛЕННОЙ ТЕОРИЯ — современная теория физ. процессов в расширяющейся Вселенной, согласно к-рой в прошлом Вселенная имела значительно большую, чем сейчас, плотность вещества и очень высокую темп-ру. Первоначально Г. В. т. была предложена Г. Гамовым (G. Gamov, 1948) для объяснения распространённости в природе различных хим. элементов и их изотопов. В те годы существовала заниженная оценка времени, прошедшего с начала расширения Вселенной (неск. миллиардов лет). Согласно выдвинутой Гамовым гипотезе, практически все элементы возникли в ядерных реакциях в самом начале расширения Вселенной при большой темп-ре, а последующий синтез элементов в звёздах за неск. миллиардов лет не успел существенно повлиять на распространённость элементов.

В работах 50-х гг. 20 в., выполненных Т. Хяпис (T. Hayashi), Э. Ферми (E. Fermi) и А. Турквичем (A. Turkevich), было показано, что попытки объяснить

существующую распространённость всех элементов их синтезом в самом начале расширения Вселенной были несостоятельными. Если строго следовать Г. В. т., то в результате ядерных реакций в начале расширения образуются только водород и гелий, примесь др. лёгких элементов незначительна, а тяжёлые элементы практически совсем не образуются. Однако с открытием, что время расширения Вселенной превышает 10 млрд. лет, стало возможным объяснить распространённость тяжёлых элементов их *нуклеосинтезом* в звёздах.

В начале расширения Вселенной при большой температуре в термодинамич. равновесии с веществом должно было находиться ал.-магн. излучение. В ходе расширения вещество и излучение остывают, и к настоящему времени во Вселенной должно существовать *низкотемпературное излучение* (его наз. *микроволновым фоновым излучением* или реликтовым излучением), для к-рого вещество сегодняшней Вселенной практически прозрачно. Существование во Вселенной такого излучения, имеющего темп-ру всего неск. кельвинов, было предсказано Г. Гамовым (1956).

В 1964 А. Г. Дорoshkevich и И. Д. Новиков впервые рассчитали широкий спектр плотности ал.-магн. излучения от всех источников в эволюционирующей Вселенной (включая радиогалактики и звёзды) и показали, что в области сантиметровых и миллиметровых волн интенсивность реликтового излучения с темп-рой ок. 1 К и выше будет на много порядков превосходить излучение отдельных источников, и оно может быть обнаружено. Реликтовое излучение (РИ) было открыто А. Пензиасом (A. Penzias) и Р. Вильсоном (R. Wilson) в 1965 на длине волны 7,3 см. Обнаружение РИ стало решающим тестом, подтвердившим справедливость гипотезы о высокой изначальной темп-ре Вселенной. Тщательные последующие наблюдения показали, что РИ действительно является равновесным, как предсказывает теория, и имеет темп-ру $T \approx 2,7$ К. Совр. количество фотонов РИ в ед. объёма $N_{\gamma} \approx 500 \text{ см}^{-3}$, а тяжёлых частиц (*барионов*, гл. обр. протонов) N_b примерно 10^{-10} см^{-3} . Отношение $s = N_{\gamma}/N_b \approx 10^9$ почти не меняется с расширением Вселенной и характеризует уд. *энтропию Вселенной*, к-рая оказывается весьма большой. Плотность массы реликтового излучения сегодня $\rho_{\gamma} = e_{\gamma} c^{-2} N_{\gamma} \approx 5 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3$ ($e_{\gamma} \approx 10^{-11}$ эрг — ср. энергия одного фотона) много меньше плотности массы обычного в-ва $\rho_b = m_b N_b \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3$ ($m_b \approx 10^{-24}$ г — масса протона); $\rho_{\gamma}/\rho_b \approx 5 \cdot 10^{-4}$. В прошлом РИ преобладало над веществом не только по числу частиц, но и по массе. Действительно, с расширением Вселенной энергия каждого кванта убывает пропорционально его частоте из-за *красного смещения*, т. е. пропорционально увеличению *пространств. масштабов*. Отсюда следует, что в прошлом при плотности вещества $\rho_b \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3$ плотность излучения равнялась плотности вещества ($\rho_{\gamma} = \rho_b \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3$), а частота излучения соответствовала диапазону видимого света. Для более раннего периода $\rho_b > \rho_b$. Поэтому при анализе динамики расширения Вселенной в ранние эпохи можно пренебречь «примесью» обычного вещества, входящего в наше время в состав галактик, звёзд, планет.

Закон падения темп-ры во Вселенной для ранней эпохи её расширения (в пределах неск. лет или сотен лет после начала расширения) записывается в виде $T = 10^{10} t^{1/2}$. Здесь время t (в секундах) отсчитывается от того момента, когда плотность материи равна (формально) бесконечности (т. н. сингулярное состояние) и е). Физ. процессы при $T > 10^{13}$ К и плотностях $\rho > 10^{18} \text{ г/см}^3$ ещё недостаточно хорошо изучены совр. физикой и выводы о процессах в этих условиях не могут считаться надёжными. Однако процессы при $T < 10^{13}$ К можно рассматривать с полной уверенностью.

При очень больших плотностях и темп-рах все процессы взаимодействия частиц происходят чрезвычайно

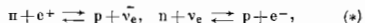
быстро, гораздо быстрее изменения физ. условий вследствие расширения Вселенной, и поэтому имеется полное термодинамич. равновесие между всеми сортами частиц (и их античастиц), к-рые могут рождаться при энергиях, соответствующих данной темп-ре.

При $T \approx 10^{13}$ К в равновесии находится барионы и антибарионы, разные сорта *мезонов* и их античастиц, *мюны* электроны (e^-) и их античастицы, все сорта *нейтрино* и антинейтрино, фотоны.

Быстрые превращения одних частиц в другие поддерживают равновесие, количество частиц разных сортов примерно одинаково. С уменьшением темп-ры при расширении у взаимодействующих частиц уже не хватает энергии для рождения новых тяжёлых частиц, и эти частицы, сталкиваясь со своими античастицами, аннигилируют («вымирают»). При $t \approx 10^{-6}$ с начинают вымирать барионы, затем мезоны и мюны. После вымирания барионов и антибарионов остаётся небольшое количество барионов ($\sim 10^{-9}$ от исходного числа), т. е. с самого начала, согласно теории, их было несколько больше, чем антибарионов. Из этих барионов и образовались позднее все небесные тела. Иная судьба у частиц с *пулевой* (или очень малой) массой покоя. Такими частицами являются все сорта нейтрино и антинейтрино. При охлаждении и уменьшении скорости реакций наступает момент, когда реакции с соответствующими частицами перестают протекать и частицы становятся свободными, т. е. Вселенная для них оказывается практически прозрачной. Так, при $t \approx 0,01$ с свободными становятся мюонные нейтрино ν_{μ} , при $t \approx 0,3$ с — электронные нейтрино ν_e . Важно подчеркнуть, что и после освобождения частицы продолжают остывать, уменьшать свою энергию вследствие расширения Вселенной. Это происходит потому, что свободно летящая частица переходит из одного объёма вещества в другой, удаляющейся от первого. Поэтому частица имеет относительно второго объёма меньшую энергию, чем была её энергия относительно первого объёма, и т. д. При $t = 10$ с вымирают электрон-позитронные пары (они превращаются в фотоны). После этого во Вселенной остаются нейтрино и антинейтрино всех сортов, фотоны и небольшая примесь обычного вещества (одна миллиардная доля по числу частиц) в виде *лазмы* (смеси барионов и электронов).

К сегодняшнему моменту реликтовые фотоны остыли и имеют, согласно наблюдениям, темп-ру $T \approx 2,7$ К. Помимо реликтовых фотонов сегодня должны существовать реликтовые нейтрино с темп-рой несколько ниже, чем у фотонов ($T \approx 2$ К). Более высокая темп-ра фотонов по сравнению с нейтрино объясняется тем, что пары (e^- , e^+), превратившись в фотоны, добавили свою энергию к энергии фотонов. Прямое наблюдение реликтовых нейтрино пока невозможно.

Для дальнейшей эволюции Вселенной важны физ. процессы, протекающие в веществе, из к-рого впоследствии образуются галактики, звёзды, планеты. При $T \approx 2 \cdot 10^{10}$ К барионы существуют в виде протонов p и нейтронов n . Эти частицы быстро превращаются друг в друга под влиянием окружающих энергичных частиц (e^- , e^+ и ν_e , $\bar{\nu}_e$):



и устанавливаются термодинамич. равновесие между количеством нейтронов и протонов. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ед. объёма в равновесии

$$N_n/N_p = \exp(-\Delta mc^2/kT),$$

где Δm — разность масс нейтрона и протона. При t порядка неск. секунд реакции (*) практически прекращаются, и отношение числа нейтронов к общему числу барионов ($N_b + N_n$) в ед. объёма «застывает» на значении $N_n/(N_p + N_n) \approx 0,15$. С дальнейшим продвижением T , через неск. минут после начала расширения, начинают интенсивно протекать ядерные реакции объединения

нейтронов и протонов, заканчивающееся образованием ${}^4\text{He}$. Синтез более тяжелых элементов не происходит, т. к. ядро ${}^4\text{He}$ не присоединяет к себе нейтроны и др. имеющиеся частицы. В результате почти все нейтроны войдут в состав ядер ${}^4\text{He}$, что даст относительно содержание ${}^4\text{He}$ по массе ок. 25% от массы вещества. Остатки протоны составят около массы ок. 75%. Примесь др. элементов пренебрежимо мала. Вещество с таким составом позже образует небесные тела, в частности являды первого поколения (см. *Физика звезд*).

После первых пяти минут все ядерные реакции в Вселенной прекращаются. Вещество продолжает расширяться и остывать. В эту эпоху длина свободного пробега фотонов очень мала, т. е. плазма для них непрозрачна. Далее при RH прекращает образовываться к. л. излучающих объектов под действием сил тяготения.

Спустя примерно 300 тыс. лет плазма остывает до $T \approx 4000$ К, электроны объединяются с протонами и плазма превращается в нейтральный газ. Этот газ прозрачен для реликтовых фотонов, давление РИ не является для состояния газа. С этого момента под действием равнаты сил в веществе начинается рост отдельных возмущений (см. *Гравитационная неустойчивость*), из к-рых затем образуются небесные тела — формируется структура Вселенной (см. *Космология. Крупномасштабная структура Вселенной*).

Сов. теория предполагает, что наряду с открытыми частями в формировании структуры Вселенной мог участвовать ряд гипотетических нока частиц. Они, вероятно, сегодня также должны присутствовать во Вселенной как и реликтовые фотоны и нейтрино. Прямое обнаружение таких частиц пока невозможно, т. к. они крайне слабо взаимодействуют с обычным веществом и могут проявлять себя только через тяготение (см. *Скрытая масса*).

Важные, пока ещё совсем сырые процессы протекали вблизи сингулярного состояния материя в самом начале расширения (при плотностях, близких к т. п. планковской плотности $\sim 10^{94}$ г/см 3). Здесь, при очень больших энергиях, частиц обобщались, появлялись все виды физических взаимодействий (см. *Великое объединение*), квантовые эффекты были существенны в масштабах всей Вселенной. В ходе расширения могли происходить фазовые превращения материя, связанные с расщеплением единого взаимодействия на отдельные составляющие (см. *Раздвигавшаяся Вселенная*). Т. о., в Г. В. есть ещё много нерешённых проблем, гл. обр. относящихся к начальным стадиям расширения и к образованию небесных тел. Тем не менее, осн. положения теории, описанные выше, надёжно установлены и подтверждены наблюдениями.

Лит.: Зельдович Я. В., Новиков И. Д., Стрелов И. и Зелинский Вселенной, М., 1975; Дик и Гл в П., Физическая космология, пер. с англ., М., 1975; Зельдович Я. В., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; и др. же, За рубежом первых трех изданий, «УФП», 1981, т. 134, с. 333 И. Д. Новиков.

ГОРЯЧИЕ ЭЛЕКТРОНЫ (горячие дырки) — подвижные носители заряда в полупроводнике или металле, энергетич. распределение к-рых смещено относительно равновесного при данной темп-ре T в сторону больших энергий (рис. 1). Носители заряда становятся «горячими», напр., при протекании электрич. тока под действием достаточного сильного пост. или перемен. электрич. поля: при этом поле ускоряет большее число носителей, чем тормозит, в результате чего всей электронной системе в целом сообщается дополнительный энергия. Рост энергии электронов ограничен передачей энергии Г. э. фононам при рассеянии электронов на них (см. *Рассеяние носителей заряда*). При каждом значении энергии ϵ и уменьшении в единицу времени числа $n(\epsilon)$ электронов с энергиями, меньшими ϵ , под действием ускоряющего электрич. поля компенсируется (в стационарных условиях) таким же увеличением $n(\epsilon)$ под

действием рассеяния электронов на фононах. Это равенство определяет вид ф-ции распределения Г. э. по энергиям.

Стенень «разогрева» Г. э. характеризуется увеличением их ср. энергии $\langle \epsilon \rangle$ по сравнению с равновесным значением (размах для невырожденного электронного

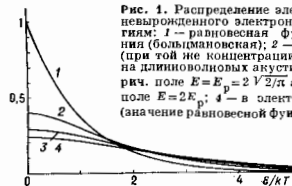


Рис. 1. Распределение электронов (в случае невырожденного электронного газа) по энергиям: 1 — равновесная функция распределения (большая); 2 — распределение Г. э. (при той же концентрации) при рассеянии их на длинноволновых акустич. фононах в электрич. поле $E = E_c = 2\sqrt{2}/D \nu$; 3 — в электрич. поле $E = 2E_c$; 4 — в электрич. поле $E = 3E_c$ (значение равновесной функции распределения при $\epsilon/kT = 0$ принято равным 1).

газа ν/kT). Оно зависит от напряжённости пост. электрич. поля E (или амплитудного значения при перемен. поле), подвижности носителей заряда μ и скорости передачи энергии фононам. Эта скорость характеризуется временем τ_e релаксации энергии (за время τ_e Г. э. «остывают» после выключения электрич. поля). Время τ_e определяет также инерционность процесса разогрева Г. э. в перемен. электрич. поле. По порядку величин увеличение энергии равно:

$$\langle \epsilon \rangle \sim \frac{3}{2} kT \sim e \mu \tau_e E^2, \quad (1)$$

где e — заряд электрона. Характерная напряжённость E_D поля, при к-рой эффекты разогрева становятся значительными (ср. энергия $\langle \epsilon \rangle$ увеличивается примерно на kT), равна:

$$E_D = [(kT/e) \mu \tau_e]^{1/2}. \quad (2)$$

При темп-рах порядка *Дебая* *температуры* θ_D и выше ($T \geq \theta_D$), когда значительно рассеяние носителей заряда на фононах с энергией порядка $k\theta_D$ (в частности, на оптич. фононах), время релаксации в типичных полупроводниках $\tau_e \ll 10^{-11}$ с, а характерное поле $E_D \sim 10^8$ В/см. Если же $T \ll \theta_D$ и энергия носителей мала по сравнению с $k\theta_D$, то носители заряда не могут ни поглощать, ни испускать оптич. фононы и рассеивают энергию только на длинноволновых акустич. фононах. Из законов сохранения энергии и *важливала* следует, что изменение энергии ϵ носителя заряда в одном акте рассеяния (равное энергии фонона частоты Ω): $\hbar \Omega \ll \sqrt{8m^*s^2E}$, где m^* — эффективная масса электрона, s — скорость звука. В типичных случаях $8m^*s^2/k \sim 1$ К, следовательно, $m^*s^2 \ll \epsilon$, так что относительно изменение энергии носителя заряда при рассеянии очень мало. Если к тому же $\hbar \Omega \ll kT$, то вероятность испускания фонона и уменьшения энергии носителя лишь незначительно превосходит вероятность поглощения фонона, при к-ром энергия носителя увеличивается. В этом случае изменение энергии носит диффузионный характер: носитель заряда то испускает, то поглощает фононы. Малое относит. изменение энергии носителя при каждом соударении и малое превышение вероятности испускания фонона над вероятностью его поглощения, т. п. эффекты малой неупругости столкновений с акустич. фононами, приводят к тому, что энергия носителей эффективно рассеивается лишь за большое число столкновений. В результате $\tau_e \sim (kT/m^*s^2) \tau_p$, где τ_p — время между столкновениями носителей заряда с фононами; подвижность $\mu = e \tau_p / m^*$. Время τ_e достигает $3 \cdot 10^{-10}$ с в InSb n-типа при темп-ре 4–6 К; характерное электрич. поле в этом случае $E_D \approx 0,1$ В/см.

Электронная температура. Если при низких темп-рах ($T \ll \theta_D$) частота межэлектронных соударений (τ_{ee}^{-1}), эффективно перераспределяющих энергию между Г. э.,

велика по сравнению с τ_e^{-1} , то ф-ция распределения Г. э. по энергии с точностью до малых величин порядка отношения τ_{ee}/τ_e имеет вид равновесной ф-ции распределения с нек-рой темп-рой $T_{ee}(E)$, к-рую наз. э. л. к-тронной темп-рой ($T_{ee} > T$). Её величина определяется равновесом джоулевой мощности и мощности, передаваемой от Г. э. фононам.

С увеличением электрич. поля растёт как скорость направленного движения (дрейфа) Г. э., так и скорость их хаотич. теплового движения v_{th} . При малой неупругости рассеяния на фононах скорость v_{th} остаётся большой по сравнению с v_{dr} даже в сильных полях, что позволяет найти функцию распределения Г. э. по энергии в аналитич. виде и зависимость $\langle \mathcal{E} \rangle$ от E . При большой же неупругости v_{th} и v_{dr} в сильных полях — величины одного порядка и аналитич. решение получить не удастся.

Отклонения от закона Ома. Основной эффект, в к-ром проявляется разогрев носителей заряда в полупроводниках с ростом электрич. поля, — изменение электропроводности и отклонение вольт-амперной характеристики (ВАХ) полупроводников от линейной, т. е. от

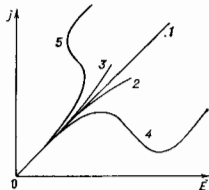


Рис. 2. Различные виды вольт-амперных характеристик полупроводников в сильных электрических полях: 1 — линейная (омическая); 2 — сублинейная; 3 — суперлинейная; 4 — N-образная; 5 — S-образная.

закона Ома (рис. 2). Если электропроводность с ростом поля увеличивается, то ВАХ наз. суперлинейной, если же падает, — сублинейной.

Электропроводность может изменяться с полем из-за зависимости подвижности Г. э. и (или) их концентрации от поля. Эффективная подвижность изменяется из-за того, что время релаксации Г. э., как правило, зависит от энергии электронов, к-рая обычно растёт с ростом электрич. поля. При рассеянии Г. э. на зарядк. примесях подвижность увеличивается с полем, а при их рассеянии на фононах — падает. Кроме того, Г. э., приборрет достаточно большую энергию, переходят в более высокие долины зоны проводимости (см. *Многодолинные полупроводники*), в к-рых их подвижность меньше (механизм Ридли — Уоткинса — Хилса и а). Это имеет место в GaAs и InP n -типа и др. полупроводниках в сильных полях.

Концентрация носителей заряда в электрич. поле изменяется из-за ударной генерации электронно-дырочных пар или ударной ионизации примесных атомов, а также из-за изменения скорости рекомбинации носителей заряда или скорости их захвата примесями центрами. Обычно захват электронов происходит положит. ионами. При этом скорость захвата падает с ростом электрич. поля (разогрева) и концентрация электронов проводимости растёт. Если же примесные центры заряжены отрицательно, то электрон, чтобы оказаться захваченным, должен преодолеть энергетич. барьер. Поэтому с ростом электрич. поля и увеличением энергии Г. э. скорость захвата электронов растёт и концентрация их падает (эффект наблюдается в Ge n -типа с примесями Si и Au).

При достаточно быстром падении электропроводности с ростом электрич. поля на ВАХ появляются падающий участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. ВАХ имеет N-образный вид (наблюдается Ганна эффект). В тех же случаях, когда электропроводность с полем, наоборот, быстро растёт, ВАХ может

стать S-образной. При этом как следствие возникает *инверсия тока* в полупроводниках. Если при приближении напряжения к яерку-мому критич. значению ток растёт anomalно круто, то имеет место электрич. пробой — межзонный или примесный.

Другие эффекты, связанные с разогревом электронов.
1) В сильном электрич. поле электропроводность полупроводников кубич. сигнион становится анизотропной даже в отсутствие магн. поля (в слабых полях она изотропна). Это связано иерем. с разной заселённостью Г. э. долин зоны проводимости. 2) Изменяются коэфф. диффузии и сентральная плотность флукутаций тока (см. *Флукутации электрические*); возникает анизотропия этих величин даже при изотропной зависимости энергии электронов от квазиимпульса (характеристики шума, измеренные вдоль и поперёк тока, разные). 3) Наблюдается эмиссия Г. э. в вакуум из денатрех полупроводников. 4) Возникает эдс при однородной темп-ре кристалла, но неоднородном разогреве электронов.

Если разогрев электронов мал, но наблюдаем по разл. эффектам, электроны наз. *тёплыми*.

Носители заряда разогреваются не только пост. током, но также при поглощении имп. ал.-магн. излучения. Возникающее при этом изменение электропроводности полупроводника представляет собой один из механизмов *фотопроводности* и используется для создания чувствительных приёмников излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Г. э. возникает также при генерации носителей заряда светом с энергией фотонов $\hbar\omega$, превышающей ширину запрещённой зоны E_g на величину, значительно большую kT , а также (в случае примесных полупроводников) светом с энергией фотонов, существенно превышающей энергию ионизации примесных центров (фоторазогрев). Часть фотоэлектронов, создаваемых в полупроводнике p -типа светом с $\hbar\omega > E_g$, рекомбинирует с дырками (см. *Рекомбинация носителей заряда*), оставаясь ещё «горячими» (т. е. до термализации). Эта рекомбинация является источником *горячей люминесценции*.

Лит.: Кочуаул Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, пер. с англ., М., 1970; Денис В., Пожарла Ю., Гориче электроны, Вильнюс, 1971; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. Ш. М. Коэн.

ГРВИМЕТР — прибор для измерения силы тяжести и соответствующего ускорения свободного падения g . Различают два способа измерения силы тяжести: абсолютный и относительный. В последнем измеряют приращение Δg относительного значения g в нек-ром исходном пункте. Относительная погрешность определения g $\sim 10^{-7} - 10^{-9}$.

В зависимости от метода измерения Г. разделяются на статические и динамические. К статич. Г. относится обширный класс приборов, основанных на ирине уравновешивания силы тяжести (или момента силы тяжести) упругой силой (или упругим моментом) чувствительного элемента.

Статические Г. используются только для относительных определений и являются осн. приборами для измерения Δg . Осн. частью статич. Г. является упругая система. Применяются системы типа пружинных весов, в к-рых мерой Δg служат донолнит. растяжение пружины и линейное перемещение груза. Чаще используются круглые системы, в к-рых маятник, подвешенный па горизонтальной упругой нити или пружине, поддерживает её упругой силой в положении, близком к горизонтальному. Мерой Δg служит донолнит. поворот маятника или донолнит. усилие, необходимое для возврата его в исходное (нулевое) положение. Системы такого типа в ирине пединейны. При приближении маятника к положению неустойчивости резко возрастает чувствительность. Такая система называется астазированной.

Статич. Г. применяются также для измерения Δg в море на кораблях. При этом Г. помещается на гидро-

стабилизированную форму. В наблюдения вводят поправки за вертикальные и горизонтальные возмущения ускорения (измеряются спец. акселерографами) и за наклоны. Точность измерения Δg на море на два порядка ниже, чем на суше. При помощи статич. Г. проводятся опытные наблюдения на самолётах. Статич. Г. широко применяются в гравиметрии.

К динамическим Г. относятся струнные Г. и баллистич. Г. Струнные Г. применяются для относительных измерений. Δg определяется по изменению частоты колебаний нагруженной струны. В баллистич. Г. используются для абс. измерений. Принцип действия баллистич. Г. основан на измерениях времени прохождения пробного (свободно падающего) тела через искр. точек, расстояния между к-рыми также измеряются. Высокая точность измерений достигается использованием кварцевых и атомных стандартов частоты и лазеров.

К динам. Г. следует отнести и маятниковый прибор, в к-ром используется зависимость периода колебаний свободного маятника от g .

Гравиметрия (от лат. *gravis* — тяжёлый и греч. *metrô* — измерю) — в узком понимании наука о методах измерения сил тяжести. Чаще понимается шире, как наука о силе тяжести (СТ) в пределах близкой окрестности Земли или планет Солнечной системы в рамках ньютоновской механики.

СТ складывается из гравитац. притяжения и центробежной сил:

$$F = -Gm \int \frac{dm}{R^2} \frac{R}{R} + \mu (\omega \times r) \times \omega,$$

где G — гравитационная постоянная, m — единичная масса, dm — элемент массы, $R = r' - r$, r , r' — радиус-векторы точки наблюдения и элемента массы, ω — угл. скорость вращения Земли (планеты). Интеграл берётся по всем массам. Напряжённость СТ (отношение силы к единичной массе), численно равное ускорению свободного падения g , измеряется в галах: 1 Гал = 10^{-3} м/с^2 . Основными приборами для измерения СТ являются гравиметры.

Потенциал СТ имеет вид:

$$W = \int \frac{dm}{R} + \frac{\omega^2 r^2}{2} \cos^2 \varphi,$$

где φ — широта места наблюдения. Ур-ние $W = \text{const}$ определяет семейство уровней поверхности. Та из них, к-рая совпадает с уровнем невозмущённой воды в океане ($W = W_0$), наз. геонидом и принимается за фигуру Земли.

Для удобства поле СТ разделяют на нормальную часть g , закономерно изменяющуюся по поверхности планеты, и аномальную Δg (т. н. аномалия силы тяжести), являющуюся разностью между реальной (g) и нормальной составляющими: $\Delta g = g - g_0$. Нормальная часть обычно представляется как поле однородного эллипсоида вращения, имеющего одинаковые массу и скорость вращения с реальной Землёй и наилучшим образом приближающегося к геониду. Принята т. н. междунар. гравиметрич. система 1971 года (IGSN-71), в к-рой в качестве нормальной принята ф-ла СТ с коэффициентами, вычисленными по совокупности гравиметрич. и спутниковых данных в 1967:

$$g = 978031,8 (1 + 0,005302 \sin^2 \varphi - 0,0000059 \sin^2 2\varphi) \text{ мГал.}$$

Полное изменение нормальной составляющей поля СТ Земли $\approx 5,2$ Гал. Аномалия СТ на Земле достигает $(2-4) \cdot 10^3$ мГал. Изменение СТ за счёт центробежной силы $\approx 3,3$ мГал, изменение СТ за счёт сплюснутости Земли $\approx 1,8$ мГал. СТ изменяется по высоте на $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ мГал на 1 м, макс. амплитуда лунно-солнечных возмущений $\approx 2,4 \cdot 10^{-1}$ мГал.

Наблюдения возмущений в движении ИСЗ, происходящих под влиянием неоднородности гравитац. поля,

позволили выделить разл. отклонения фигуры Земли от эллипсоида вращения. В связи с этим понятие нормальной формулы СТ расширено и введено понятие нормальной Земли, задаваемой рядом параметров.

Аномалия СТ зависит от распределения масс в земной коре. Широкие региональные аномалии связаны с неоднородностью плотностей в мантии. С помощью Г. ведётся поиск и разведка нефтегазовых структур, месторождений полезных ископаемых. Неоднородности плотности в Земле, вызывающие аномалии СТ, одновременно вызывают отклонения уровнейной поверхности от эллипсоида, соответствующего нормальному распределению СТ. Эти отклонения — высоты геоида — могут быть вычислены по аномалиям СТ. Для введения всех геоидич. измерений на эллипсоид относности надо знать высоты геоида. Т. о., Г. является необходимым элементом геодезии. Этот раздел её наз. геодезич. Г. Методом спутниковой альтиметрии, т. е. непосредственным измерением высоты спутника, координаты к-рого точно известны, высоты геоида на океанах измеряются с погрешностью ≈ 1 м.

Деформации Земли и возмущения СТ, вызванные притяжением Луны и Солнца, зависят от упругих свойств Земли. Измеряя эти деформации, можно судить об упругих свойствах внутр. слоёв Земли и о её внутр. строении. Непрерывные измерения СТ дают важную информацию о приливных вертикальных движениях земной коры и могут дать в дальнейшем сведения о глобальных перестройках земных недр и, возможно, свидетельствовать о перемещениях (или неостойчивости) гравитац. постоянной G .

Информацию о гравитац. поле Земли и планет несут не только потенциал и его производная — СТ, но и производные потенциала более высоких порядков. Чувствительность этих величин к изменениям напряжённости гравитац. поля выше, чем у потенциала или у СТ. В навигации, аэронавтике и космонавтике вторые производные могут использоваться для определения положения. В геологоразведке они позволяют выявлять структуры или непосредственно полезные ископаемые малой протяжённости.

Появление межпланетных космических аппаратов расширило область применения Г. Спускаемые космические аппараты провели измерение СТ непосредственно на поверхности Луны, а искусственные спутники Марса и Венеры измерили СТ в окрестностях этих планет. Начаты исследования гравитац. полей Юпитера и Сатурна.

Лит.: Грушинский И. Н. П., Сажина Н. Б., Гравитационная разведка, 3 изд., М., 1981; Юзефович А. П., Огородов А. В., Гравиметрия, М., 1980; Чубов Г. Т., Гравитационное поле Земли, пер. с япон., М., 1982; Грушинский И. Н. П., Основы гравиметрии, М., 1982.

Гравитационная масса (тяжёлая масса, тяготеющая масса) — физ. величина, характеризующая свойства тела как источника поля *тяготения*; численно равна инертной массе. См. *Масса*.

Гравитационная неустойчивость — развитие возмущений плотности и скорости среды под действием сил собственного тяготения. Согласно совр. взглядам, Г. н. одностороннего и изотропно расширяющегося вещества (см. *Космология*) привела к образованию наблюдаемой крупномасштабной структуры Вселенной — галактик, скоплений и сверхскоплений галактик. Г. н., вероятно, играет важную роль также в образовании звёзд и звёздных скоплений.

Идея Г. н. была высказана И. Ньютоном (I. Newton) в 1692. Практическая разработка теории началась после работы Дж. Джинса (J. Jeans, 1902), рассматривавшего вопросы происхождения звёзд. Теория Г. н. хорошо разработана для однородной нестационарной среды (в связи с задачами происхождения структуры Вселенной), а также для разл. стационарных (хотя бы в одном направлении) распределений вещества: плоский слой, осесимметричные конфигурации (в т. ч. и с враще-

шес), тонкий диск и др. В таких системах Г. п. соотносится с тепловой, гидродинамическими и разл. кинетическими неустойчивостями.

В достаточно больших масштабах гравитат. взаимодействие превосходит все другие известные виды взаимодействия. Поскольку гравитат. энергия среды при распаде её на сгустки уменьшается, то близкое к однородному распределение вещества неустойчиво относительно распада на отд. облака достаточно большого масштаба. Напротив, в малых масштабах роль тяготения невелика, и гравитация существенно не влияет на развитие возмущений. Так, напр., *адиабатические возмущения* в идеальном газе в больших масштабах растут под действием тяготения, а в малых масштабах превращаются в обычные звуковые волны.

Линейная теория Г. п. Если рассматриваются лишь силы тяготения и газовое давление, Г. п. проявляется при выполнении критерия Джинса:

$$4\pi G\rho - a_{33}^2 k^2 \geq 0,$$

где ρ — плотность вещества, a_{33} — скорость звука, $k = 2\pi/l$, l — характерный масштаб возмущений. Критич. значение масштаба возмущений $l_{Дж}$, отделяющее область устойчивости от области неустойчивости, наз. длиной волны Джинса:

$$l_{Дж} = 2\lambda_{33} t^{1/2} = 2\lambda_{33} (4\pi G\rho)^{-1/2},$$

где $t_h = (4\pi G\rho)^{-1/2}$ — характерное время эволюции вещества с плотностью ρ под действием тяготения. Т. о., в этом случае длина волны Джинса близка к расстоянию, проходимому звуком за время t_h . Аналогичные ф-лы для $l_{Дж}$ могут быть получены и при учёте др. негравитат. сил (центробежные, магн. и др.). Эти силы увеличивают устойчивость распределения вещества и значение $l_{Дж}$ в нек-рых направлениях. Так, напр., вращение и магн. поле стабилизируют среду в направлениях, ортогональных соответственно осн. вращению и магн. осн. Иногда среду удобно характеризовать m с осн. l Джинса $M_{Дж}$, связанной с $l_{Дж}$ соотношением $M_{Дж} = \rho(l_{Дж}/2)^3$.

Скорость роста возмущений под действием сил тяготения зависит от масштаба возмущений. Возмущения в масштабах меньше критического ($l < l_{Дж}$) не нарастают вовсе. Возмущения в масштабах больше критического растут тем быстрее, чем больше масштаб. В пределе $l \gg l_{Дж}$ скорость роста возмущений не зависит от масштаба и возмущения растут (на линейной стадии) без искажения нач. формы (в т. н. автомодельном режиме). В однородных космологич. моделях возмущения развиваются на нестационарном фоне. Изменение со временем плотности вещества и скорости звука ведёт к изменению длины волны Джинса и скорости развития возмущений. Если во Вселенной доминирует нерелятивистское вещество (т. е. если ср. плотность Вселенной определяется нерелятивистским веществом, т. е. веществом, давление к-рого много меньше плотности его кинетич. энергии), то крупномасштабные ($l \gg l_{Дж}$) возмущения плотности $\Delta\rho$ при расширении Вселенной растут по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{-2}$, а при сжатии — по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{-1}(t$ — время от момента сингулярности). Если же во Вселенной доминирует ультрарелятивистское вещество (давление порядка плотности кинетич. энергии), то возмущения плотности при расширении растут по закону $\Delta\rho/\rho \sim t$. Согласно простейшей *горячей Вселенной теории*, в прошлом плотность Вселенной определялась ультрарелятивистским веществом, а в настоящее время — перерелятивистским. Однако сейчас широко обсуждается возможность неоднократной смены режимов расширения из-за изменения ур-ния состояния доминирующего во Вселенной вещества при распадах разл. массивных метастабильных частиц. Эти процессы, меняя режим развития неоднородностей, могут формировать спектр возмущений, определяющий наблюдаемую сегодня *крупномасштабную структуру Вселенной*.

Нелинейная теория Г. п. Крупномасштабная структура формируется на нелинейной стадии развития возмущений, к-рая наступает в период, когда относительные возмущения плотности $\Delta\rho/\rho$ становятся сравнимыми с единичной. В космологии в период доминирования нерелятивистских частиц всегда с большим запасом выполнено условие $l \gg l_{Дж}$ и влияние давления и др. негравитат. сил можно не учитывать. В этой ситуации развитие неоднородностей в нелинейном режиме хорошо описывается (приближённо) нелинейной теорией гравитат. неустойчивости (Я. Б. Зельдович, 1970). Согласно этой теории, эволюция растущей моды неоднородностей описывается след. соотношениями:

$$r_i(\mathbf{q}, t) = a(t) [q_i - B(t) s_i(\mathbf{q})],$$

$$u_i(\mathbf{q}, t) = \frac{dr_i}{dt} = H r_i - a(t) \dot{B}(t) s_i(\mathbf{q}),$$

$$\rho = \rho_0 D_{ik} l^{-1} = \bar{\rho}(t) \left| \delta_{ik} - B(t) \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \right|,$$

где r_i — эйлеровы, а q_i — лагранжовы координаты (см. *Лагранжовы уравнения* в гидродинамике) частицы ($i, k=1, 2, 3$), $s_i(\mathbf{q})$ — интенц. вектор смещения частиц, характеризующий нач. возмущения, $a(t)$ — масштабный фактор, описывающий расширение Вселенной, $H = \dot{a}/a$ — постоянная Хаббла, ф-ция $B(t)$ определяет рост возмущений с течением времени, $D_{ik} = \partial r_i / \partial q_k$ — тензор деформации, ρ_0 — нач. плотность, ρ — ср. плотность среды. Если $s_i = 0$, то $r_i = q_i a$. Это соотношение описывает невозможное расширение Вселенной и определяет связь лагранжовой и эйлеровой координат (см. *Эйлеровы уравнения гидродинамики*). Тензор $\partial s_i / \partial q_k$ в каждой точке можно привести к гл. осам и найти гл. значения $\alpha \gg \beta \gg \gamma$. Тогда дан. плотности среды получим:

$$\rho = \bar{\rho} [1 - B(t)\alpha]^{-1} [1 - B(t)\beta]^{-1} [1 - B(t)\gamma]^{-1}.$$

Пока возмущения малы, это соотношение эквивалентно

$$\rho = \bar{\rho} [1 + B(t)(\alpha + \beta + \gamma) + \dots] = \bar{\rho} [1 + B(t) \partial s_i / \partial q_k],$$

к-рое совпадает с результатом теории возмущений в среде без давления.

На нелинейной стадии плотность стремится к бесконечности [$1 - B(t)\alpha \rightarrow 0$] благодаря одномерному сжатию (фокусировке) вдоль гл. осн α , соответствующей гл. значению α . При этом в ортогональном α направлении может происходить как расширение, так и сжатие (в зависимости от знаков β и γ). Фокусировка частиц впервые происходит в точке локального максимума $\alpha = \alpha_{\max}$ в момент t_{\max} , определяемый соотношением $1 - B(t_{\max})\alpha_{\max} = 0$. В дальнейшем фокусировка происходит от поверхности $\alpha_{\text{уд}} \alpha = 0$. Введение сколь угодно малой темп-ры среды ограничивает макс. плотность сжатого вещества и ликвидирует (формально) сингулярность. В газодинам. приближении после фокусировки возникает область сжатого газа («блин»), ограниченная ударной волной, в к-рой набегает газ турбулентно, сжимается и нагревается. В приближении бесстолкновительных частиц возникает многопоточковая область, ограниченная каустическими поверхностями (см. *Каустика*). В плотных «блинах» могут идти интенсивные процессы образования галактик и звёзд, обусловленные тепловой, гидродинамич. и гравитат. неустойчивостями. В настоящее время «блины» наблюдаются как гигантские сверхскопления галактик и отдельных групп галактик. Увеличиваясь в размерах, «блины» со временем сливаются и создают единую крупномасштабную сетчатую структуру Вселенной. Для одномерных возмущений ($s_2 = s_3 = 0$) приведённое решение является точным. В общем случае оно описывает эволюцию неоднородностей в окрестности плотной области ($\alpha \gg |\beta|, |\gamma|$) с точностью $\Delta \sim |\beta + \gamma|/\alpha$. В зонах разрежения точность решения низка.

При анализе структуры каустик нелинейная теория Г. н. ориентируется на теорию лагранжевых отображений или, точнее, на её частный случай — теорию особенностей градиентных отображений. Образование ветвей «блинов», их слияние, появление разл. точек ветвления и др. процессы возникновения единой структуры — это примеры простейших «катастроф», т. е. иррегулярные устойчивых особенностей градиентных отображений (см. *Катастроф теория*). Состояние развитой сетчатой структуры — интересный пример иррегулярной асимптотики: структура существует конечное время, но затем происходит развал структуры на отд. облака и их последовательное собирание во всё более крупные комплексы. Степень развития крупномасштабной структуры и её эволюцию во времени изучают методами кластер-анализа и теории неэргодичности (см. *Протекания теория*). Интересно, что хотя в образующие структуру «блины» входит до 70% вещества, они занимают лишь ок. 10% объёма. Между яркими явными «блинами» расположены громадные области пониженной плотности, не содержащие галактик (ярких). Существование единой сетчатой структуры — нетривиальный вывод теории.

В рамках нелинейной теории Г. н. статистич. параметры структуры Вселенной — ср. расстояние между «блинами», ср. размеры «блинов», ср. число богатых скоплениями галактик в единице объёма и др. могут быть связаны с параметрами нач. спектра неоднородностей. Проверка выполнения этих соотношений — важный тест справедливости нелинейной теории. Осн. выводы нелинейной теории Г. н. и базирующейся на ней теории образования крупномасштабной структуры в нейтринной Вселенной (т. е. в случае, когда ср. плотность Вселенной определяется «газом» нейтринно с конечной массой покоя ~ 30–100 эВ) хорошо совпадают с наблюдениями (не только качественно, но и по ряду количественных параметров).

Г. н. имеет место также при формировании звёзд (см. *Звездообразование*) и звёздных скоплений. Однако в этих масштабах существенна роль газового давления и тепловых процессов. Нелинейные стадии образования этих объектов изучаются гл. обр. методами численного моделирования.

Лит.: Ли Фаньцзю Е. М., Халатников И. М., Проблемы реликтовой космологии, «УФН», 1963, т. 80, с. 391; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Пиблс Ф. Дж. Э., Структура Вселенной в больших масштабах, пер. с англ., М., 1983; Шандарин С. Ф., Дорожковский А. Г., Зельдович Я. Б., Крупномасштабная структура Вселенной, «УФН», 1983, т. 139, с. 83. А. Г. Дорожковский.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ПОСТОЯННАЯ G — коэффициент пропорциональности G в ф-ле, описывающей всемирного тяготения закон.

Числовое значение и размерность G п. зависят от выбора системы единиц измерения массы, длины и времени. G п. G , имеющую размерность $L^3 M^{-1} T^{-2}$, где L — длина, M — масса M и время T выражены в единицах СИ, принято называть кавендишевой G п. Она определяется в лабораторном эксперименте. Все эксперименты можно условно разделить на две группы.

В первой группе экспериментов сила гравитационного взаимодействия сравнивается с упругой силой нити горизонтальных крутильных весов. Они представляют собой лёгкое коромысло, на концах к-рого укреплены равные пробные массы. На тошкю упругой нити коромысло подвешено в гравитацион. поле эталонных масс. Величина гравитацион. взаимодействия пробных и эталонных масс (а следовательно, и величина G п.) определяется либо по углу закручивания нити (статич. метод), либо по изменению частоты крутильных колебаний весов при перемещении эталонных масс (динамич. метод). Впервые G п. с помощью крутильных весов определил в 1789 Г. Кавендиш (H. Cavendish).

Во второй группе экспериментов сила гравитацион. взаимодействия сравнивается с силой тяжести, для чего

используются рычажные весы. Этим способом Г. н. была впервые определена Ф. Иолли (Ph. Jolly) в 1878.

Значение кавендишевой G п., включённое Междунар. астр. союзом в Систему астр. постоянных (СИАП) 1976, к-рым пользуются до настоящего времени, получено в 1942 П. Хейлом (P. Heul) и П. Хржановским (P. Chrganowski) в Национальном бюро мер и стандартов США. В СССР G п. впервые была определена в Государственном астр. ин-те им. П. К. Штернберга (ГАИИ) при МГУ.

Во всех оср. определениях кавендишевой G п. (табл.) были использованы крутильные весы. Помимо названных выше, применялись и др. режимы работы крутильных весов. Если эталонные массы вращаются вокруг осей крутильной нити с частотой, равной частоте собственных колебаний весов, то по резонансному изменению амплитуды крутильных колебаний можно судить о величине G п. (резонансный метод). Модификацией динамич. метода является ротационный метод, в к-ром платформа вместе с установленными на ней крутильными весами и эталонными массами вращается с пост. угл. скоростью.

Авторы, место проведения, год публикации	Метод	Величина гравитационной постоянной $10^{-11} \text{м}^3/\text{кг}\cdot\text{с}^2$
Хейл, Хржановский (США), 1942	динамический	$6,673 \pm 0,005$
Роуз, Паркер, Бимс и др. (США), 1969	ротационный	$6,674 \pm 0,004$
Реннер (ВНР), 1970	ротационный	$6,670 \pm 0,008$
Фаси, Понтикис, Лукас (Франция), 1972	резонансный	$6,6714 \pm 0,0006$
Сагитов, Милкозов, Монахов и др. (СССР), 1978	динамический	$6,6745 \pm 0,0008$
Лютер, Таулер (США), 1982	динамический	$6,6726 \pm 0,0005$

Приведённые в табл. среднеквадратич. ошибки указывают на внутр. сходимость каждого результата. Небольшое расхождение значений G п., полученных в разных экспериментах, связано с тем, что определение G п. требует абсолютных измерений и поэтому возможны систематич. ошибки в отд. результатах. Очевидно, достоверное значение G п. может быть получено только при учёте разл. определений.

Как в теории тяготения Ньютона, так и в общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна G п. рассматривается как универсальная константа не зависящая от физ. и хим. свойств среды и гравитирующих масс. Существуют варианты теории гравитации, предсказывающие переменность G п. (напр., теория Дирака, скалярно-тензорные теории гравитации). Некоторые модели расширенной супергравитации (квантового обобщения ОТО) также предсказывают зависимость G п. от расстояния между взаимодействующими массами. Однако имеющиеся в настоящее время наблюдательные данные, а также специально поставленные лабораторные эксперименты пока не позволяют обнаружить изменения G п.

Лит.: Сагитов М. У., Постоянная тяготения и масса Земли, М., 1969; Сагитов М. У. и др., Новое определение кавендишевой гравитационной постоянной, «ДАН СССР», 1979, т. 245, с. 567; Милкозов В. К., Изменился ли гравитационная постоянная?, «Природа», 1986, № 6, с. 86.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ФОКУСИРОВКА — свойство гравитирующего объекта отклонять проходящий мимо него поток частиц или излучения и собирать (фокусировать) его. Гравитирующий объект действует при этом подобно оптич. или эл.-магн. линзы.

Г. ф. разреженного межзвёздного газа происходит, напр., при движении свозвз него звёзд и Солнца. Солнце своим тяготением собирает ниток газа вдоль луча, направленного в сторону, противоположную движению Солнца. Уплотнение потока газа вдоль луча фокусируется непосредственно наблюдается по его фокусировки приборами, установленными на космических аппаратах.

При прохождении света вблизи гравитирующего тела траектория фотонов искривляется, свет притягивается к телу. Для обычных тел угол отклонения α мал, он выражается ф-лой

$$\alpha = 4GM/c^2b \text{ (радиан)},$$

где b — прицельный параметр, M — масса тяготеющего тела, G — гравитационная постоянная. В случае точечного источника света A , лучи K -рога идут и наблюдаются мимо тяготеющего тела B и отбывают его с противоположных сторон, наблюдатель увидит два изображения точечного источника. Если источник света протяжённый, то наблюдатель увидит два сильно астигматич. изображения объекта. Тело B , K -рое своим тяготением искривляет лучи, получило назв. гравитационный линз. Если гравитирующая масса линзы B не сосредоточена в центре объекта, а распределена по нек-рому объёму, и лучи света могут свободно проходить через эту массу (такой случай реализуется для большей части объёма галактик или скоплений галактик), то траектории лучей будут более сложными. Наблюдатель сможет увидеть две или три изображения светящегося объекта. Третий луч может проходить через центр, часть гравитац. линзы, почти не отклоняясь от своего пути.

Проявление, по крайней мере, одной гравитац. линзы уже обнаружено. Открыта пара квазаров QSO 0957+501 A, B , находящихся на 5,7" друг от друга, имеющих идентичные спектры с красным смещением $z=1,41$. Отношение потоков от компонентов A и B в радио-, ИК-, оптич.- и УФ-диапазонах практически одинаково ($\approx 0,8$), что является сильным подтверждением гипотезы гравитационной линзы. Гравитац. линзой в этом случае является галактика (или скопление галактик), лежащая по дороге от квазара к нам и создающая его двойное изображение.

Г. ф. света своеобразно проявляется при его распространении в пространстве, заполненном иррадиацией для света тяготеющей материей, напр. в однородной расширяющейся Вселенной, в плотность K -рой осн. вклад вносит не обычное вещество, а частицы типа нейтрино (если они обладают массой, см. Космология). Тяготение материи, находящейся в конусе лучей, искривляет их. Чем дальше объект, тем большая масса содержится в конусе лучей, тем больше искривление. Это приводит к тому, что, начиная с нек-рого расстояния во Вселенной, более далёкий объект имеет большие угловые размеры, чем такой же объект, расположенный ближе.

Открытие гравитац. линз является ещё одним подтверждением общезн. теории относительности.

Дж. Э. Зельдович Я. В. Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звёзд, М., 1971; Мух и ос в В. Ф., Двойной квазар QSO 0957+501 A, B — гравитационная линза?, *СФЖ*, 1981, т. 132, с. 729. И. Д. Новиков.

ГРАВИТАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ эл-м-н-т-а р-н х² — а ст-ц — тин фундам. взаимодействий (наряду с сильным, эл.-магн. и слабым), K -рый характеризуется участием гравитац. поля (поля тяготения) в процессах взаимодействия. По совр. представлениям, любое взаимодействие частиц осуществляется путём обмена между ними виртуальными (или реальными) частицами — переносчиками взаимодействия. Так, переносчиком эл.-магн. взаимодействия является квант эл.-магн. поля — фотон, переносчиком слабого взаимодействия в совр. объединённой теории электрослабого взаимодействия — промежуточные векторные бозоны.

Предполагается, что сильное взаимодействие переносит глюоны, «склеивающие» кварки внутри адронов. Для

Г. в. вопрос о переносчиках далеко не прост, и сама теория Г. в. в том виде, в каком она существует в настоящее время, занимает особое место в физ. картине мира.

Формально Г. в. — самое слабое из четырёх фундам. взаимодействий. Действительно, согласно закону всемирного тяготения Ньютона, сила F_g взаимодействия двух точечных масс (размеры K -рых малы по сравнению с расстоянием r между ними) равна

$$F_g = \frac{Gm_1m_2}{r^2}, \quad (1)$$

где m_1, m_2 — массы частиц, $G \approx 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³/г.с² — гравитационная постоянная. Отношение F_g для двух протонов к кулоновской силе электростатич. взаимодействия между ними равно 10^{-36} . Это соотношение не изменяет и учёт релятивистских эффектов вплоть до расстояний, равных комптоновской длине волны протона.

Величину \sqrt{Gm} можно назвать «гравитационным зарядом» ф-ла (1) совпадает с законом Кулона для взаимодействия эл. зарядов (при этом слово «электрический» всюду следует заменить словом «гравитационный»). Гравитац. заряд пропорционален массе тела. Поэтому, по второму закону Ньютона, ускорение, вызываемое силой (1), не зависит от массы ускоряемого тела. Этот факт, проверенный с большой точностью, наз. эквивалентности принципом. Его релятивистское обобщение вследствие соотношения между массой и энергией, $E=mc^2$, требует, чтобы в релятивистской теории Г. в. гравитац. заряд был пропорционален энергии (т. е. полной массе m , а не массе покоя, как в ф-ле (1)). Это обуславливает универсальность Г. в. Нет такого вида материи, K -ый имел бы нулевой гравитац. заряд. Именно это свойство Г. в. отличает его от др. фундам. взаимодействий элементарных частиц. Кроме того, при больших энергиях частиц Г. в. уже нельзя считать слабым. При энергии $E=ec^2/\sqrt{G} \approx 10^8$ в ГэВ гравитац. заряд частицы \sqrt{GE}/c^2 становится равным её эл. заряду e , и при очень высоких энергиях Г. в. может стать основным.

Важнейшее свойство гравитац. поля состоит в том, что оно определяет геометрию пространства-времени, в K -ром движется материя. Геометрия мира не может быть задана изначально и изменяется при движении материи, создающей гравитац. поле (см. Тяготение). А. Эйнштейн сделал такой вывод из свойства универсальности Г. в. и построил релятивистскую теорию гравитации — общую теорию относительности (ОТО). Эксперименты подтверждают справедливость ОТО в случае слабых гравитац. полей (когда гравитац. потенциал по абс. величине много меньше c^2). Для сильных полей она ещё не проверена, поэтому мыслимы и др. теории Г. в.

ОТО возникла как обобщение спец. теории относительности. Др. теории гравитации возникли и возникают как отражение успехов физики элементарных частиц, как теоретической, так и экспериментальной. Напр., теория гравитации Эйнштейна — Картана — Траутмана (т. н. гравитация с кручением; Эйнштейн, Э. Картан, А. Траутман, 1922—72) расширяет принцип эквивалентности в том смысле, что гравитац. поле в этой теории взаимодействует не только с энергией (тензором энергии-импульса) частиц, но и с их спином. В т. н. $f-g$ теории гравитации К. Дж. Айнена, А. Салама и Дж. Странди (1973) предполагается существование двух гравитац. полей: посетили одного из них — безмассовые частицы спина 2 (обычная, «слабая» гравитация ОТО), это поле взаимодействует с лептонами, а др. поле переносится массивными частицами спина 2 («сильная» гравитация) и взаимодействует с адронами. Истоки этой теории в аналогии с векторной доминантностью моделью в эл.-магн. взаимодействии, её появление вызвано открытием f -мезона — массивной частицы со спи-

ном 2. Известна ещё скалярно-тензорная теория гравитации Бранса — Дикке — Йордана (К. Бранс, Р. Г. Дикке, Т. Пордан, 1959—61), к-рая явилась развитием идеи П. Дирака об изменении со временем фундам. физ. констант и *констант взаимодействия*. Однако предсказания этой теории в пределе слабых полей, но-видимому, не согласуются с имеющимися эксперим. данными. А. Д. Сахаров (1967) выдвинул идею о гравитации как индурованном взаимодействии, по аналогии с силами Ван-дер-Ваальса, к-рые, как известно, имеют эл.-магн. природу. В этой теории Г. в. — не фундам. взаимодействие, а результат квантовых флуктуаций всех др. полей. В настоящее время достигнут большой прогресс в этом направлении в результате того, что успехи квантовой теории поля (КТП) сделали возможным вычисление индурованной гравитат. постоянной G , к-рая в этом случае выражается через параметры этих квантовых полей.

Теория тяготения — классич. теория. Квантовая теория гравитации ещё не создана. Необходимость квантования вызвана тем, что элементарные частицы — объекты квантовой природы, и поэтому соединение классического взаимодействия и квантованных источников этого взаимодействия представляется непоследовательным.

Создание квантовой теории гравитации наталкивается на большие матем. трудности, возникающие вследствие нелинейности ур-ний поля, сложности калибровочной группы (при квантовании ОТО и теории Эйнштейна — Картана), существования ур-ний нач. условий и отсутствия глобальной группы Пуанкаре, столь важной для физики элементарных частиц. Существует иск. методов квантования таких сложных матем. объектов; эти методы развиваются и совершенствуются (см. *Квантовая теория гравитации*). Как и в квантовой электродинамике (КЭД), при вычислениях появляются *расходимость*, однако, в отличие от КЭД, квантовая теория гравитации оказывается неперенормируемой. Здесь имеется аналогия с теорией слабого взаимодействия, к-рая тоже, ваятая отдельно, вне связи с др. взаимодействиями, неперенормируема. И только объединение слабого и эл.-магн. взаимодействий (на основе идеи о т. н. *спонтанном нарушении симметрии*) позволило построить единую перенормируемую теорию *электрослабого взаимодействия*. В этой связи большие надежды возлагаются на *супергравитацию* — теорию, в к-рой объединены все взаимодействия на основе *суперсимметрии* и в к-рой, кроме *гравитона* (бездмассовых частиц со спином 2, бозонов), имеются и др. частицы — переносчики Г. в. — фермионы, получившие назв. *гравитино*.

Интерес к созданию квантовой теории гравитации не является чисто академическим. Связь Г. в. со всеми видами материи и с пространственно-временным многообразием неизбежно приведёт в будущей квантовой теории к квантованию пространства-времени и к изменению наших взглядов не только на пространство и время на сверхмалых расстояниях и промежутках времени, но и на понятие «частицы», на процедуру измерений в микромире, к изменению структуры совр. теорий элементарных частиц.

Некие контуры этих изменений уже просматриваются. Это прежде всего проблема расходимостей в квантовой теории поля (КТП). Расходимость, напр., совств. энергии электрически заряженной частицы появляется уже в классич. электродинамике. Полная масса классич. заряженной тонкой сферы, имеющей заряд e и размер r_0 , равна

$$M = M_0 + \frac{e^2}{2r_0c^2}, \quad (2)$$

где M_0 — *затравочная масса*. При $r_0 \rightarrow 0$ масса M становится бесконечной. Эта расходимость не устраняется и в квантовой теории, только она становится более

слабой — логарифмической. Если учесть Г. в., то вместо (2) получится соотношение:

$$M = M_0 + \frac{e^2}{2r_0c^2} - \frac{GM^2}{2r_0c^2}. \quad (3)$$

Важной особенностью ф-лы (3) является то, что добавка за счёт Г. в. зависит (вследствие принципа эквивалентности) от полной массы M , а не от затравочной массы M_0 . Из (3) имеем:

$$M = -\frac{rc^2}{G} + \left[\frac{r_0^2 c^4}{G^2} + \frac{e^2}{G} + \frac{M_0 r_0 c^2}{G} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Если устремить r_0 к нулю, то

$$M \rightarrow \frac{e}{\nu G}, \quad (5)$$

т. е. расходимость совств. энергии в этом случае исчезает уже в классич. теории.

К вопросу о расходимости можно подойти с др. стороны. Взаимодействие в КТП представляет собой обмен виртуальными частицами сколь угодно больших энергий. Поэтому при интегрировании на эти энергии получаются расходящиеся выражения. В ОТО частицы не могут быть точечными. Их миним. размер определяется *гравитационным радиусом* r_g . Чем больше масса (энергия), тем больше гравитат. радиус:

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}. \quad (6)$$

Если тело массы M сжато до размеров, меньших r_g , то оно превращается в *чёрную дыру* с размерами r_g . В квантовой теории также есть предел локализации частицы — её комитоновская длина волны $l_C = h/Mc$, к-рая, очевидно, не может быть меньше гравитат. радиуса: $l_C \geq r_g$. Поэтому появляется надежда, что в теории, учитывающей Г. в., промежуточные состояния со сколь угодно большими энергиями не возникнут и, следовательно, расходимости исчезнут (имеются в виду *ультрафиолетовые расходимости*). Макс. масса (энергия) частиц соответствует равенству $l_C = r_g$ и равна

$$M_{Pl} = \sqrt{\frac{hc}{G}} \approx 10^{-5} \text{ г.} \quad (7)$$

Эта величина наз. *планковской массой*, и ей соответствует планковская длина

$$l_{Pl} = \sqrt{\frac{hG}{c^3}} \approx 10^{-33} \text{ см.} \quad (8)$$

М. А. Марков предположил (1965), что могут существовать элементарные частицы массы M_{Pl} и что эти частицы имеют максимально возможную для элементарной частицы массу. Он назвал эти частицы *максимонами*. Заряж. максимоны будут иметь массу [по ф-ле (5)]:

$$M = \frac{e}{\nu G} \approx 10^{-6} \text{ г,} \quad (9)$$

где e — величина заряда электрона. Марков назвал их *фридмонами*. Фридмоны и максимоны обладают рядом необычных свойств. Так, геометрия внутри этих частиц может существенно отличаться от геометрии снаружи, и мыслимы такие фридмоны и максимоны, внутри к-рых находятся целые вселенные. Вполне возможно, что квантовые образования, подобные максимонам и фридмонам, определяли ранние этапы эволюции Вселенной и задавали нач. вакуум единого взаимодействия, к-рое при расширении Вселенной посредством, напр., механизма спонтанного нарушения симметрии расщепилось на четыре взаимодействия, известных в настоящее время. По крайней мере, совр. направление развития физики элементарных частиц не исключает, а скорее предполагает такую возможность.

Не только квантовая гравитация может оказать существен. влияние на теорию др. взаимодействий. Несомненно, будет иметь место и обратное влияние. Исследования по КТП в искривлённом пространстве-времени,

исследования испарения чёрных дыр, рождения частиц в космологии показывают, что квантовая теория полей (не гравитационных) приводит к эффективному взаимодействию у-р-ий Эйнштейна. Наконец, в совр. объединённых теориях взаимодействия элементарных частиц плотность энергии вакуума может быть отлична от нуля и, следовательно, обладать собств. гравитац. полем.

Всё это свидетельствует о том, что создание квантовой теории Г. в. невозможно без учёта др. фундам. взаимодействий и, наоборот, теория др. взаимодействий не будет полна и свободна от внутр. противоречий без учёта Г. в. Достигнув подобного объединения Г. в. с др. взаимодействиями, возможно, удастся в рамках интенсивно развивающейся теории струн.

Лит.: Д а н д а у Д. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория полей, 6 изд., М., 1973; С а х а р о в А. Д., Вакуумные квантовые флуктуации в искривлённом пространстве и теория гравитации, «ДАН СССР», 1961, т. 177, с. 70; М а р к о в М. А., О природе материи, М., 1976; М и з е р Ч., Т о р и К., У и л е р Д. Ж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Альберт Эйнштейн и теория гравитации, Сб. ст., М., 1979; Г р и б А. А., М а м а н о в С. Г., М о с т е п а н и к о в В. М., Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, М., 1980; S i v a g a m С., S i n г а К. Р., Strong spin-two interaction and general relativity, «Phys. Repts», 1979, v. 51, p. 113; A d l e r S. L., Einstein gravity as a symmetry-breaking effect in quantum field theory, «Revs. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 729. В. А. Бегунин.

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — см. Гравитационные волны.

ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ — то же, что поле тяготения. См. Тяготение.

ГРАВИТАЦИОННОЕ СМЕЩЕНИЕ — изменение частоты эл.-магн. излучения при его распространении в гравитац. поле. См. в ст. Красное смещение.

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ — изменения гравитац. поля, распространяющиеся в пространстве с фундам. скоростью с. Г. в. излучаются массами, движущимися с перем. ускорением. Подобно электродинамике, предсказывающей существование не связанного с зарядами свободного эл.-магн. поля — электромагнитных волн, релятивистская теория гравитации — общая теория относительности (ОТО) — предсказывает существование не связанного с массами свободного гравитац. поля — Г. в. Воздействию на тела, Г. в. должны вызывать относит. смещение их частей (деформацию тел). На этом наделе основаны попытки обнаружения Г. в., однако они до сих пор не обнаружены из-за чрезвычайной малой интенсивности и крайне слабого взаимодействия с веществом.

Распространение Г. в. Слабые Г. в. представляют собой возмущения гравитац. поля, к-рые описываются симметричным тензором второго ранга $h_{\mu\nu}$, соответствующим малым возмущениям метрики Минковского (см. Минковского пространств-время) $\eta_{\mu\nu}$ ($|h_{\mu\nu}| \ll 1$):

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3. \quad (1)$$

Тензор $h_{\mu\nu}$ рассматривается как тензорное поле на фоне плоского пространства-времени, при этом все операции поднимания и опускания тензорных индексов производятся с помощью невозмущённого метрического тензора $\eta_{\mu\nu}$.

При определ. выборе системы отсчёта (или при определ. калибровке), аналогичной лоренцевой калибровке в электродинамике, на $h_{\mu\nu}$ налагаются дополнит. условия:

$$\frac{\partial \bar{h}_{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0, \quad (2)$$

где $\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu}^{\alpha\beta} h_{\alpha\beta}$, $h = h_{\mu}^{\mu} = \eta^{\mu\nu} h_{\mu\nu}$, $\delta_{\mu\nu}^{\alpha\beta}$ — символ Кронекера (по совпадающим верхнему и нижнему индексам производится суммирование). В этой калибровке линейные уравнения Эйнштейна в пустоте сводятся к волновому у-р-ию для $h_{\mu\nu}$:

$$\square h_{\mu}^{\nu} = \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{\mu}^{\nu} = 0, \quad (3)$$

где $\square = \Delta' - \Delta$ — оператор, Δ — Лапласа оператор.

В малой области пространства-времени Г. в. можно считать плоской. Если в качестве осей x выбрать направление распространения волны, то подложивым выбором системы отсчёта можно обратить в нуль все компоненты $h_{\mu\nu}$, кроме компонент $h_{23} = -h_{32} = h_+$ и $h_{13} = h_{31} = h_{\times}$, т. е. Г. в. является поперечной, а поляризация волны определяется след. двумерным тензором второго ранга в плоскости yz :

$$h_{ab} = \begin{pmatrix} h_+ & h_{\times} \\ h_{\times} & -h_+ \end{pmatrix}, \quad a, b = 2, 3. \quad (4)$$

Компоненты h_+ и h_{\times} описывают две независимые поляризации Г. в., к-рые отличаются друг от друга поворотом на угол $\pi/4$ в плоскости yz (рис. 1).

Если в отсутствие Г. в. квадрат расстояния между соседними пробными частицами равен

$$d_{10}^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (5)$$

то в волне расстояние оказывается переменным:

$$d_{10}^2 = d_{10}^2 + h_+ (dy^2 - dz^2) + 2h_{\times} dx dy. \quad (6)$$

Из (6) становится ясным физ. смысл величин h_+ и h_{\times} : этими величинами определяются относит. смещения

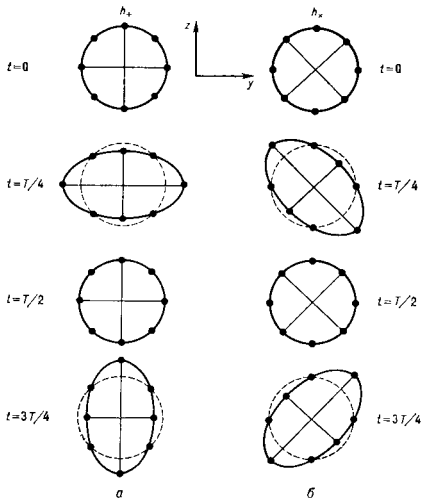


Рис. 1. Смещение пробных частиц в поляризованной гравитационной волне для двух независимых поляризаций. До начала прохождения волны частицы располагались по окружности. Каждый рисунок показывает последовательные положения частиц через четверть периода волны.

(а также относит. скорости и ускорения) пробных частиц в гравитац. волне (рис. 1).

Поток энергии в Г. в. направлен вдоль оси распространения волны и равен

$$t^{0x} = \frac{c^2}{16\pi G} (\dot{h}_+^2 + \dot{h}_{\times}^2), \quad (7)$$

где G — гравитац. постоянная.

Величина (7) представляет собой компоненту т. н. псевдотензора энергии-импульса гравитац. поля.

В отличие от истинного тензора, любая компонента псевдотензора может быть локально обращена в нуль соответствующим выбором системы отсчёта. Последнее есть следствие *эквивалентности принципа*: локально гравитационное поле может быть устранено переходом в ускоряющую систему отсчёта. Однако после усреднения по мн. длинам волн псевдотензор переходит в истинный тензор и усреднение таким способом компонента $\langle \rho^{ik} \rangle$ уже не может быть обращена в нуль никаким выбором системы отсчёта. Это означает, что, в отличие от эл.-магн. волн, энергия Г. в. не локализована.

Понятие слабой Г. в. обобщается и на случай, когда фоновое пространство-время является произвольно искривлённым, $g_{\mu\nu} \neq \eta_{\mu\nu}$, т. е. пространство-время является пространство-временем Минковского. Если длина волны $\lambda \ll R$, где R — характерный радиус кривизны фонового пространства-времени, то $h_{\mu\nu}$ в волне описывается ур-нием

$$h_{\mu\nu}{}^{;\rho}{}_{;\rho} = 0, \quad (8)$$

где « $;$ » означает ковариантное дифференцирование. Ур-ние (8) является обобщением ур-ния (3). И в этом случае псевдотензор энергии-импульса, усреднённый по участкам пространства-времени с размерами L , такими, что $\lambda \ll L \ll R$, превращается в истинный тензор в фоновом пространстве-времени и описывает влияние самих Г. в. на фоновую кривизну. Указанное обобщение представляет большой интерес, напр., в космологии при рассмотрении т. н. космология. (или первичных) Г. в., распространяющихся на фоне однородной и изотропной Вселенной (пространство-время Фридмана).

Кроме того, известны точные решения ур-ний Эйнштейна, к-рые представляют собой обобщения слабой Г. в. на случай сильного гравитационного поля ($|h_{\mu\nu}| \sim 1$). В дальнейшем будет рассмотрено излучение слабой Г. в.

Источники Г. в. Ур-ния Эйнштейна при наличии материи могут быть записаны в виде:

$$\square \bar{h}_{\mu\nu}^{\mu} = \frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}^{\mu}, \quad (9)$$

где $T_{\mu\nu}^{\mu} = T_{\mu\nu}^{\mu} + t_{\mu\nu}^{\mu}$, $T_{\mu\nu}^{\mu}$ — тензор энергии-импульса материи, а $t_{\mu\nu}^{\mu}$ — псевдотензор гравитационного поля. Решение (9) имеет вид:

$$\bar{h}_{\mu\nu}^{\mu} = -\frac{4G}{c^4} \int (t_{\mu\nu}^{\mu})_{i-R/c} dV/R \quad (10)$$

(dV — элемент объёма). Ф-ла (10) справедлива для любых источников. Но если массы в источнике движутся со скоростями, много меньшими скорости света, то решение (10) можно существенно упростить, положив всюду в (10) $R = R_0$, где R_0 — расстояние от центра масс системы до точки, в к-рой определяется $h_{\mu\nu}$. Если воспользоваться соотношением

$$\frac{\partial t_{\mu\nu}^{\mu}}{\partial x^{\mu}} = 0, \quad (11)$$

к-рое непосредственно вытекает из (2) и (9), то, дважды применив интегрирование по частям и ф-лу Гаусса, можно показать, что (10) в пределе медленных движений сводится к выражению

$$h_{ik} = -\frac{2G}{3c^2 R_0} \ddot{D}_{ik}, \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (12)$$

где $D_{ik} = \int \rho [3 x^i x^k - (x^2)^{\delta}] dV$ — тензор квадрупольного момента (ρ — плотность материи в источнике).

В ОТО, в отличие от электродинамики, отсутствует дипольное гравитационное излучение: вследствие равенства тяжёлой (гравитационной) и инертной массы, а также закона сохранения импульса вторая производная по времени от дипольного момента $d_i = \int \rho x^i dV$ (определяющая

дипольное излучение) обращается в нуль, $\dot{d}_i = \int \dot{\rho}^i dV$ (где ρ^i — компонента плотности импульса). Т. о., гравитационное излучение носит в осн. квадрупольный характер $[h_{ik}]$, связанные с более высокими мультиполями, много меньше, чем величина (12).

Из (7) и (12) следует, что выданы от источника поток энергии излучения $\dot{E}_{\text{ГП}}$ в элемент телесного угла, проинтегрированный по всем направлениям, равен

$$L_{\text{ГП}} = \int \dot{E}_{\text{ГП}} R^2 d\Omega = -\frac{dE_{\text{ГП}}}{dt} = -\frac{G}{45c^3} \ddot{D}_{ik}^2. \quad (13)$$

Скорость потери энергии за счёт излучения Г. в. может быть получена и без привлечения псевдотензора энергии-импульса гравитационного поля. Показано, что в близкой неволновой зоне гравитационного поля может быть описано модифицированным потенциалом, к-рый отличается от обычного ньютоновского потенциала добавлением

$$\Phi^{\text{peak}} = \frac{G}{15c^3} \ddot{D}_{ik} x^i x^k, \quad (14)$$

соответствующей силе реакции излучения (аналог силы радиац. трения в электродинамике)

$$F^{\text{peak}} = -m \nabla \Phi^{\text{peak}}. \quad (15)$$

Тогда потеря энергии системой (источником) равна

$$\frac{dE^{\text{peak}}}{dt} = \int v F^{\text{peak}} dV = -\frac{G}{45c^3} \ddot{D}_{ik} \dot{D}_{ik}. \quad (16)$$

Усредняя (16) по нек-рым периодам Δt характерным временем, дважды применяя интегрирование по частям, приходим к той же величине скорости потери энергии, что и (13).

Учитывая, что по порядку величины $\ddot{D}_{ik} \sim m r^2 / T^3 \sim \sim m^3 / r$ (m, r, T и v — характерные масса, размер, время и скорость в несферич. самогравитирующей системе), из (13) можно получить простые оценочные ф-лы:

$$L_{\text{ГП}} \sim \frac{G}{c^5} \left(\frac{m}{r} \right)^2 v^6 \sim L_0 \left(\frac{r}{r_g} \right)^2 \left(\frac{v}{c} \right)^6, \quad (17)$$

где $L_0 = c^5 / G \approx 3,6 \cdot 10^{50}$ эрг/с, r_g — гравитационный радиус источника. Для гравитационно связанных систем

$$v \sim \left(\frac{Gm}{r} \right)^{1/2}, \quad T \sim \left(\frac{r}{Gm} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

и поэтому

$$L_{\text{ГП}} \sim L_0 \left(\frac{r}{r_g} \right)^2, \quad \Delta E_{\text{ГП}} \approx L_{\text{ГП}} T \sim mc^2 \left(\frac{r}{r_g} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Т. к. из (12) следует, что

$$h \sim \left(\frac{r}{R} \right) \left(\frac{v}{c} \right)^2, \quad (20)$$

то

$$h \sim 3 \cdot 10^{-18} \left(\frac{v}{0.1} \right)^2 / \left(\frac{m/M_{\odot}}{R/10^6 \text{ км}} \right), \quad (21)$$

где $\varepsilon = \Delta E_{\text{ГП}} / mc^2 \sim (r_g/r)^{1/2}$ — эффективность гравитационного излучения.

Осн. источниками Г. в. являются след. астрофиз. объекты и явления: двойные анейдные системы (излучение носит периодич. характер); быстро вращающиеся (не аксально симметричные по форме) пульсары (нериодич. излучение); столкновения компактных объектов — нейтронных звёзд или чёрных дыр — в плотных скоплениях (излучение носит характер всплесков); взрывы сверхновых (всплески); несферич. коллапс, к-рый может предшествовать взрыву сверхновой (всплески); космология. Г. в. (излучение носит характер стохастич. шума) и др.

На рис. 2 показаны оценки амплитуд гравитационного излучения от осн. астрофиз. источников.

Проблема обнаружения (детектирования) Г. в. Мощность гравитационного излучения, к-рая может быть создана в лабораторных условиях генератором Г. в. даже при значительной его массе, весьма невелика. Напр., согласно расчётам, при совств. колебаниях кварцевого бруса объёмом в неск. м³ с макс. амплитудой, ограниченной пределом прочности кварца, генерируемая мощность Г. в. составит лишь $\sim 10^{-29}$ Вт. Осн. причина низкой эффективности преобразования механич. энергии в энергию Г. в. состоит в малости гравитационной константы, к-рая входит как в ур-ния Эйнштейна, так и в закон всемирного тяготения Ньютона. Нежели и достижимые в экспериментах с макроскопич. телами ускорения (т. к. при больших ускорениях тела разрушаются). Если же использовать в качестве источников Г. в. микророботы — струйки электронов или ионов, то выигрыш в величине ускорения компенси-

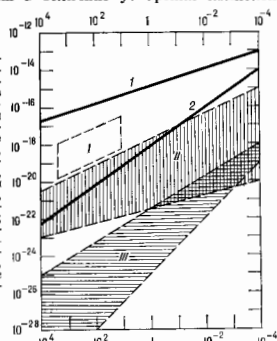


Рис. 2. По оси абсцисс отложена характеристическая частота гравитационной волны, в Гц, а по оси ординат — ее безразмерная амплитуда. I — самые оптимистические оценки всплесков, II — фоновое гравитационное излучение, плотность энергии которого достаточна, чтобы сделать Вселенную закрытой; III — сверхновые в нашей Галактике, III' — всплески гравитационного излучения, IIII — периодическое гравитационное излучение.

руется малостью массы и полная мощность Г. в. в этом случае оказывается весьма незначительной. Поэтому именно на астрофиз. источниках рассчитаны наземные лабораторные гравитацион. антенны, работающие или создаваемые более чем в 20 лабораториях разных стран. Обнаружение на Земле всплесков гравитационного излучения от этих источников означало бы одновременно и выявление качественно нового канала астрофиз. информации. В одной галактике можно ожидать одну астрофиз. катастрофу, сопровождающуюся значит. всплеском гравитационного излучения, примерно раз в 20—30 лет (с такой частотой в ср. происходит взрыв сверхновых в одной галактике). Поэтому, чтобы ориентироваться на регистрацию одного всплеска гравитационного излучения в месяц, необходимо иметь достаточно чувствительные наземные гравитацион. антенны, способные обнаружить всплеск в любой из галактик, находящихся на расстоянии до 3 Мпк (в сфере с таким радиусом находится ок. 300 галактик).

Траект. антенной может быть любая пара пробных масс (тел) или протяжённое тело и чувствит. устройство, регистрирующее малые откл. смещения масс или вызывающие их силы. Всплеск гравитационного излучения, распространяющийся со скоростью света, несёт изменение свойств (кривизны) пространства, воздействующее на пробные тела. Амплитуда возмущений гравитационного поля, вызванных Г. в., убывает обратно пропорционально расстоянию от источника (излучателя). При расстоянии между двумя свободными пробными телами l вариации этого расстояния, вызванные всплеском Г. в. с амплитудой $h \sim h_0 \sim h_{\text{кв}}$, по порядку величины равны $\Delta l \approx h_0 l$. Оптимистич. оценка для величин h в Солнечной системе в случае взрыва сверхновой на рас-

стоянии 3 Мпк лежит в пределах $(3-4) \cdot 10^{-19}$ (при длительности всплеска $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ с). Более реалистич. оценка для того же случая: $h \approx 10^{-21}$ (выбор оценки зависит от неизвестной степени асимметрии взрыва сверхновой; см. рис. 2).

Наиболее перспективными считают два типа наземных гравитацион. антенн. В первом типе вместо откл. смещений двух пробных масс регистрируют измочасовые механ. колебания массивного цилиндра длиной $\sim 1-3$ м, вызванные Г. в. Во втором типе используются две свободные массы, разнесённые на расстоянии $\sim 10^3 - 10^4$ м, и лазерный интерферометр для регистрации малых изменений этого расстояния под действием Г. в. При ориентации на оптимистич. прогноз чувствительность датчиков для первого типа антенн должна быть не хуже $\Delta l \approx (2-3) \cdot 10^{-17}$ см, а для второго типа — не хуже $\Delta l \approx (2-3) \cdot 10^{-14}$ см. Критические СВЧ-датчики малых колебаний для первого типа и лазерные датчики для второго типа, обладающие такой чувствительностью, уже созданы. Тепловые колебания вызывают помехи приёму Г. в. Наим. обнаруживаемая амплитуда вариации метрики h в классич. приближении для антенн первого типа может быть оценена из след. ф-лы:

$$(h_{\text{класс}})_{\text{мин}} \approx 4 \sqrt{\frac{h}{l_{\text{ств}}}} \cdot \sqrt{\frac{T}{mQ}} \cdot \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{\text{гр}}}}, \quad (22)$$

где v — скорость звука, T — абс. темп-ра, m — масса цилиндра, Q — добротность выбранной моды колебаний, τ — время усреднения, $\tau_{\text{гр}}$ — длительность импульса гравитационного излучения. В совр. антеннах первого типа при использовании масс порядка неск. т из алюминия или десятка кг из лейкосапфира или монокристаллич. кремния достигнута величина $m \cdot Q \approx 3 \cdot 10^{13}$ г. При $T = 2$ К и $\tau \approx \tau_{\text{гр}}$ эти антенны имеют, т. о., потенц. чувствительность $(h_{\text{класс}})_{\text{мин}} \approx 10^{-20}$. Реально достигнутый уровень чувствительности несколько хуже, $h \approx (3-4) \times 10^{-18}$.

В антеннах второго типа осн. помехой являются сейсмич. возмущения, к-рые могут быть устранены антисейсмич. фундаментами. Можно ожидать, что в ближайшие годы неск. антенн будут синхронно (в режиме совпадений) регистрировать возможные редкие всплески Г. в. с амплитудой $h \approx 10^{-19}$.

Следует отметить, что приведённый выше предел для $h_{\text{класс}}$ имеет квантовомехан. ограничение. Если использовать непрерывную систему регистрации координат, то

$$(h_{\text{квант}})_{\text{стандарт}} \approx \sqrt{\frac{4h}{l_{\text{ств}} \tau_{\text{ит}}}}. \quad (23)$$

Отказ от непрерывной системы регистрации координат позволяет в принципе обнаруживать вариации метрики меньше, чем $(h_{\text{квант}})_{\text{стандарт}}$. Теория таких измерений, называемых *квантовыми неразрушающими измерениями*, детально разработана.

В 70-х гг. было получено косв. подтверждение существования Г. в. Долгостр. наблюдения за двойной звездой, один компонент к-рой — пульсар PSR 1913-16, а другой, по-видимому, также нейтронная звезда, показали, что период обращения компонентов вокруг общего центра масс монотонно сокращается. Это сокращение периода означает сближение компонентов, к-рое, возможно, вызвано потерей энергии на Г. в. Числ. оценки изменения периода, вызываемого Г. в., удовлетворительно согласуются с известными данными о вращениях тесной пары нейтронных звезд.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Зельдович И. В., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Брагинский В. В., Маиукин А. В., Измерение малых сил в физических экспериментах, М., 1974; Мизнер Ч. С., Торнквист У. и др. Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1-3, М., 1977; Вайсберг Дж. Т. и др. Дж., Фадлер Л., Гравитационные волны от пульсара в двойной системе, пер. с англ., «УФН», 1982, т. 137, с. 707.

В. Б. Брагинский, А. Г. Пономарёв.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ в релятивистской теории тяготения — явление захвата тяготеющим центром прилетающей из бесконечности частицы из-за чисто гравитационных эффектов.

В ньютоновской теории тяготения центр Г. з. в задаче двух тел левомассив. Частица, прилетающая из бесконечности, имеет неотрицательную полную энергию, движется относительно тяготеющего центра по параболе или гиперболе и снова улетает в бесконечность.

В общей теории относительности Г. з. частицы, прилетающей из бесконечности, становится возможным, если тяготеющим центром является черная дыра. В этом случае, если траектория частицы подходит достаточно близко к черной дыре, частица оказывается гравитационно захваченной и падает в черную дыру. Для нерелятивистских частиц, имеющих на бесконечности скорость $v_\infty \ll c$, сечение Г. з. невращающейся черной дыры определяется выражением:

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2 r_g^2.$$

Здесь r_g — гравитационный радиус черной дыры.

В др. предельном случае, когда ультрарелятивистская частица обладает скоростью $v_\infty \approx c$ (и для лучей света), сечение захвата

$$\sigma = \frac{27}{4} \pi r_g^2.$$

Это соответствует критическому параметру захвата

$$l_{\text{зах}} = \frac{3}{2} \sqrt{3} r_g.$$

В случае вращающейся черной дыры выводы качественно остаются такими же, но сечение захвата становится асимметричным и критич. прицельный параметр, при к-ром сдвиг происходит захват, оказывается зависящим от ориентации вектора скорости частицы по отношению к оси вращения черной дыры. Так, для ультрарелятивистской частицы, летящей в плоскости экватора черной дыры, вращающейся с максимально возможной скоростью, прицельный параметр для частицы, облетающей черную дыру в сторону её вращения, равен $l_{\text{зах}} = r_g$, а для частицы, облетающей черную дыру в противоположную сторону, $l_{\text{зах}} = 3,5 r_g$.

В случае, когда масса частицы не пренебрежимо мала по сравнению с массой черной дыры, сечение захвата увеличивается за счёт потери энергии на излучение гравитационных волн. Для частицы массой m , для к-рой выполняется соотношение $(c/v_\infty)^2(m/M) \gg 1$, где M — масса невращающейся черной дыры, сечение захвата, обусловленного гравитационным излучением,

$$\sigma = 2^{3/2} \pi \left(\frac{c}{v_\infty}\right)^{14/3} \left(\frac{m}{M}\right)^{2/3} r_g^2.$$

В случае такого захвата частица переходит на вытянутую квазиэллиптическую орбиту. Дальнейшая потеря энергии частицей на гравитационное излучение при движении по такой орбите приводит к её падению в черную дыру.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика черных дыр, М., 1986.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ КОЛЛАПС — гидродинамич. сжатие восьмиц. объекта под действием собств. сил тяготения, приводящее к значит. уменьшению его размеров. Для развития Г. к. необходимо, чтобы силы давления или отставовали вообще, или, по крайней мере, были недостаточны для противодействия силам гравитации. Г. к. возникает на двух крайних стадиях эволюции звёзд. Во-первых, рождение звезды начинается с Г. к. газопылевого облака, из к-рого звезда образуется, и, во-вторых, нек-рые звезды заканчивают свою эволюцию посредством Г. к., переходя при этом в конечное состояние нейтронной звезды или черной дыры. Возможно, Г. к. случается также и в более крупных

масштабах — на определённых этапах эволюции ядер галактик.

Оси. особенности Г. к. можно продемонстрировать на простейшем примере гидродинамич. сжатия сферич. симметричного газового или пылевого облака. Если в нач. момент нек-рый тонкий сферич. слой вещества радиуса r_0 покоится, то, как показывает расчёт, под действием сил гравитации он стягивается к центру за время

$$t_0 = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{r_0^3}{2\alpha G M_0}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32\alpha\rho_0 G}}, \quad (1)$$

где M_0 — полная масса, заключённая в сфере радиуса r_0 , G — гравитационная постоянная, $0 < \alpha < 1$ — коэф., учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления. В случае отсутствия сил давления ($\alpha = 1$) и режим Г. к. наз. свободным падением. В приводимом здесь упрощённом рассмотрении α предполагается неизменным в процессе сжатия каждого слоя. Из ф-лы (1) видно, что t_0 определяется лишь величиной ср. плотности $\rho_0 = 3M_0/4\pi r_0^3$ и не зависит от знака $\rho(r)$, по к-рому изменяется плотность внутри сферы радиуса r_0 .

В случае Г. к. однородной сферы (ρ и α постоянны вдоль радиуса) t_0 не зависит от r_0 . Поэтому все слои достигают центра одновременно и к моменту $t = t_0$ однородная сфера стягивается в точку с бесконечной плотностью. В любой промежуточный момент $0 \leq t < t_0$ плотность постоянна внут-

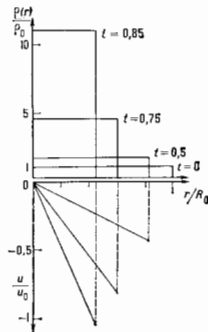


Рис. 1. Распределение плотности и скорости при гравитационном коллапсе однородной сферы. Коллапс начинается в момент $t=0$, когда радиус сферы равен R_0 , плотность ρ_0 и скорость $u=0$ ($u_0 = \sqrt{2\alpha GM_0/R_0}$, t в единицах t_0).

ри сферы, а скорость сжимающегося вещества пропорциональна расстоянию от центра (рис. 1). Для значений t , близких к t_0 , когда радиусы сжимающихся слоев существенно уменьшаются ($r \ll r_0$), справедливы след. часто используемые соотношения (развитый Г. к.):

$$\rho = \frac{t}{6\pi\alpha G (t-t_0)}, \quad (2)$$

$$u = -2 \frac{r}{t_0 - t} = -\sqrt{\frac{2\alpha GM}{r}}. \quad (3)$$

Здесь $t_0 - t$ — время, оставшееся до возникновения бесконечной плотности, M — масса, заключённая в сфере радиуса r в момент t . Из (3) следует, что при развитии Г. к. скорость падения и близка к предельной скорости сжатия $-\sqrt{2\alpha GM/r}$.

В случае, когда в центре сферы присутствует точечная гравитирующая масса (включаемая в M_0), ф-ла (1) по-прежнему остаётся справедливой. Она описывает, по существу, процесс нестационарной аккреции вещества на гравитирующий центр. При нестационарной аккреции t_0 не остаётся постоянным, а уменьшается с уменьшением r_0 . Поэтому в первую очередь к центру стягиваются близлежащие слои. Плотность и скорость становятся большими в окрестности центра, для развитого Г. к. в этом случае:

$$\rho \sim r^{-3/2} \quad \text{и} \quad u \sim -1/\sqrt{r}.$$

Г. к. связан с потерей устойчивости объекта по отношению к сжатию. После потери устойчивости с течением времени объект всё сильнее отклоняется от исходного состояния равновесия между силами давления и гравитации, причём силы гравитации начинают преобладать над силами давления, что вызывает дальнейшее ускорение сжатия. На языке изложенной выше аналитической теории это означает, что коэф. α , к-рый вначале очень мал, быстро увеличивается и становится близким к 1.

В основе Г. к. при рождении звёзд и при образовании нейтронных звёзд и чёрных дыр лежат совершенно различные физ. процессы. Однако гидродинамич. картина развития Г. к. в осп. чертах одинакова в обоих случаях.

Рождение звёзд связано с джигинсовской *гравитационной неустойчивостью* межзвёздной среды. Большое значение имеет также повышение давления на границе протозвёздного газопылевого облака, к-рое может возникнуть либо в результате ионизации наружных слоёв облака излучением горячих молодых звёзд, либо при обтекании облака ударной волной от взорвавшейся по соседству сверхновой звезды, либо, наконец, при столкновении с др. газопылевым облаком. Г. к. протозвёздного облака облегчается тем, что значит. часть выделяющейся при сжатии гравитац. энергии идёт не на повышение противодействующего сжатия давления, а уносится в виде ИК-излучения, испускаемого молекулами и пылью.

При образовании нейтронных звёзд и чёрных дыр толчком к началу Г. к. служат потеря звездой устойчивости вследствие диссоциации атомных ядер на составляющие их нуклоны и (или) *нейтронизация вещества* звезды (массовый захват атомными ядрами электронов), сопровождаемые интенсивными потерями энергии путём испускания электронных нейтрино.

Начавшийся Г. к. развивается во всё более ускоренном темпе в осп. по двум причинам. Во-первых, затраты энергии на расщепление частиц вещества (диссоциация молекул и ионизация атомов при сжатии протозвёздных облаков, диссоциация атомных ядер при образовании нейтронных звёзд) приводят к снижению показателя адиабаты γ , а следовательно, давления p (p и ρ при адиабатич. сжатии связаны соотношением $p \sim \rho^\gamma$). С уменьшением радиуса R объекта, занятого заданной массой газа, плотность увеличивается как R^{-3} , а сила давления, пропорциональная $R^2 p$, растёт соответственно как $R^2 \sim R^{-3\gamma}$. Поэтому сила тяжести, пропорциональная R^{-2} , будет возрастать при сжатии быстрее силы давления, если выполнено неравенство $2-3\gamma > -2$, или $\gamma < 4/3$. Т. о., если γ меньше критич. значения $4/3$, то по мере сжатия сила давления становится всё меньше по сравнению с силой гравитации и Г. к. переходит в режим свободного падения ($\alpha \approx 1$). Во-вторых, интенсивные потери энергии на излучение во время Г. к. приводят к существеному снижению коэф. пропорциональности между p и ρ^γ . В результате Г. к., начавшийся при $\gamma < 4/3$, может продолжаться, даже если впоследствии это неравенство и не выполняется.

В центре реальных объектов перед началом Г. к. плотность значительно больше, чем в наружных слоях. Кроме того, преобладание сил гравитации над силами давления скапливает сильное влдяц. центра, д-во вскоре после начала Г. к. $\alpha \approx 1$, тогда как наружные слои остаются практически в равновесии ($\alpha \approx 0$). Поэтому характерное время Г. к. t_0 для слоёв, расположенных вблизи центра, меньше, чем для удаленных слоёв, и Г. к. с самого начала развивается неоднородным образом: в центр. области объекта выделяется почти однородное коллапсирующее ядро, после чего в более медленном темпе начинают стягиваться к центру лишённые «оноры» внеш. слои. Детальное описание Г. к. можно получить лишь с помощью быстродействующих ЭВМ

с учётом конкретных механизмов потерь энергии (ИК-излучение или нейтрино) и др. физ. свойств коллапсирующего вещества (*уравнения состояния*, кинетики сопутствующих элементарных процессов: диссоциации молекул, ионизации атомов, испарения пыли или диссоциации атомных ядер и нейтронизации). Сжатие выделяющегося центр. ядра происходит примерно так же, как и Г. к. однородной сферы (рис. 1). Для наружных слоёв центр. ядро играет роль точечной массы, на к-рую они осаждаются в режиме нестационарной аккреции. Поэтому в первом приближении Г. к. можно представить как комбинацию этих простых вариантов сжатия (рис. 2). Расчёты на ЭВМ приводят к картине Г. к., качественно совпадающей с показанной на рис. 2.

Прекращение Г. к. связано со значит. увеличением плотности в центре коллапсирующего объекта (при одномр. возрастании темп-ры). Прежде всего вблизи центра заканчиваются процессы диссоциации и ионизации и поэтому устанавливается неравенство $\gamma > 4/3$. Затем центр. область коллапсирующего объекта становится непрозрачной для излучения и резко замедля-

рис. 2. Качественный вид распределения плотности и скорости при гравитационном коллапсе в последовательные моменты времени t_1 ($t=0 < t_1 < \dots < t_4$ (в условных единицах)). УВ — фронт ударной волны. Распределение плотности в момент t_1 не показано.

ется рост потерь энергии. В результате силы давления начинают расти быстрее сил гравитации и сжатие центр. ядра вскоре прекращается. Наступает вторая стадия Г. к. — выделение (аккреция) на коллапсировавшее ядро наружных слоёв оболочки. Ядро отделено от оболочки характерным минимумом в распределении скорости (рис. 2), в к-ром абс. величина скорости превышает скорость звука. Поэтому после остановки ядра вещество оболочки наталкивается на него со сверхзвуковой скоростью, образуя фронт сильной *ударной волны* (УВ), показанной на рис. 2 пунктиром. В центре области объекта возникает избыток давления, под действием к-рого фронт УВ перемещается в наружном направлении. УВ не только останавливает падение оболочки, но может также придать наружному слою скорость, направленную от центра. Этот обнаруженный в детальных расчётах Г. к. эффект наз. гидродинамич. отражением (или отскоком). Его существование важно для диагностики Г. к. в наблюдениях, и в частности для теории *высшек сверхновых звёзд*.

После выдаления на ядро осп. массы оболочки и затухания вызванных гидродинамич. отражением пульсаций ядра Г. к. фактически заканчивается. Однако значит. доля выделившейся в процессе Г. к. энергии не успевает излучиться и оказывается запасённой в виде теплоты в образовавшемся плотном гидростатически равновесном объекте (в протозвезде или, в горячей нейтронной звезде). Излучение этой энергии обеспечивается медленным (по сравнению с характерным временем Г. к. t_0) процессом джигинсовой (в случае нейтронной звезды — нейтринной) теплопроводности. Существенный вклад в неренос энергии от центра к поверхности объекта может вносить также *конвекция*. По мере излучения энергии протозвезда продолжает медленно сжиматься и постепенно освобождается от заключённых в ней больших запасов гравитац. энергии. В соответствии с *выражаеа теоремой*, темп-ра в центре протозвезды повышается и в конце концов достигает величин, достаточной для протекания *термоядерных реакций*, — протозвезда превращается в обычную звезду.

Горячая нейтронная звезда излучает почти всю свою тепловую энергию в виде нейтрино. Так же, как и в случае излучения энергии протозвездой, это происходит за время, значительно превышающее t_0 , но радиус нейтронной звезды изменяется при этом мало. Различия Г. к. протозвезды и ядра проволочкообразовавшейся звезды видны из табл.:

Коллапсирующий объект	M_0/M_\odot	$R_0, \text{см}$	$\rho_0, \text{г/см}^3$	t_0	$\xi, \text{эрг}$	Способ выделения энергии
Протозвездное облако	1.4	$1 \cdot 10^{17}$	6.7×10^{-19}	$8.4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{44}$	Эд.-магн. излучение (в осн. ИК-излучение)
Ядро звезды	1.4	$2 \cdot 10^8$	$8.3 \cdot 10^{17}$	0,23 с	$3 \cdot 10^{45}$	Нейтрино средних энергий ($\sim 10 \text{ МэВ}$)

В табл. приведены основные параметры Г. к., заканчивающихся образованием обычной и нейтронной звезд с одинаковой массой $1,4 M_\odot$ (солнечных масс). Для обычной звезды такая масса ничем не выделена, но для нейтронной звезды она близка к предсказываемой теорией эволюции звезд наиболее вероятной величине и равна предельной массе выродившегося ядра звезды перед началом Г. к. (т. н. *Чандрасекара предель*). Огромная разница в ср. исходном радиусе объектов R_0 и в ср. плотности ρ_0 приводит к сильному различию характерных времён t_0 . Выделяемая при Г. к. протозвездного облака энергия E_0 включает энергию, излучённую протозвездой вплоть до начала термоядерных реакций, а при Г. к. ядра звезды — тепловую энергию горячей нейтронной звезды. В обоих случаях большая часть E_0 излучается за время, значительно превышающее t_0 ; за $\approx 3 \cdot 10^7$ лет и ≈ 10 соответственно.

Не исключено, что на конечных стадиях эволюции массивных звезд могут создаваться условия, благоприятные для образования неустойчивых в Г. к. звездных ядер с массой, превышающей предельную массу нейтронной звезды ($2-3 M_\odot$). При таких обстоятельствах Г. к. уже не может остановиться на промежуточном состоянии равновесной нейтронной звезды и продолжается неограниченно с образованием чёрной дыры. Осн. роль здесь играют эффекты *общей теории относительности*, и поэтому такой Г. к. наз. р е л и т и в и с т с к и м. Количество выделенной в виде нейтрино энергии в этом случае может превышать 10^{44} эрг, а излучение может продолжаться неск. секунд (характерное время аккреции оболочки звезды).

На Г. к. могут существенно влиять вращение коллапсирующего объекта и его магн. поле. При сохранении момента кол-ва движения и магн. потока скорости вращения и магн. поле возрастает в процессе сжатия, что может, вообще говоря, изменить картину Г. к. не только в количественном, но и в качественном отношении. Напр., в отсутствие сферич. симметрии становятся возможными потери энергии путём излучения *гравитационных волн*. Достаточно сильное нач. вращение может привести к оставшке Г. к. на промежуточной стадии, когда дальнейшее сжатие окажется возможным лишь при наличии к-л. механизмов потери момента количества движения или при фрагментации объекта на ступки меньших размеров. Качественная теория Г. к. с учётом вращения и (или) магн. поля только начинает своё развитие и опирается на достижения совр. вычислит. математики. Результаты, полученные для Г. к. без учёта вращения и магн. поля, имеют тем не менее важное прикладное значение и являются в ряде случаев, по-видимому, хорошим приближением к действительности.

Г. к. представляет собой сложный процесс, сигнализирующий о начале и конце эволюции звезд. Исследо-

вания Г. к. приобрели в последнее время особый интерес в связи как с достижениями *инфракрасной астрономии*, к-рая позволяет наблюдать за рождением звезд, так и с постройкой подземных нейтринных обсерваторий, способных зарегистрировать вспышку нейтринного излучения в случае образования нейтронных звезд и чёрных дыр в нашей Галактике.

Лит.: Зельдович Я. В., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Шкловский И. С., Звёзды: их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Физика космоса. Маленькая энциклопедия, 2 изд., М., 1986.

Д. К. Илюхин.
ГРАВИТАЦИОННЫЙ ПАРАДОКС (парадокс Неймана — Зейлера) — вывод о том, что ньютоновская теория тяготения приводит, вообще говоря, к бесконечным значениям гравитат. потенциала и тем самым не позволяет однозначно определить абсолютные и относительные гравитат. ускорения частей в бесконечной Вселенной, заполненной бесконечным кол-вом вещества (напр., однородно распределённого). Назв. по именам К. Неймана (K. Neumann) и Х. Зейлера (H. Seeliger), сформулировавших его в 19 в.

В теории тяготения Ньютона гравитат. потенциал Φ удовлетворяет *Пуассона уравнению*

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (1)$$

где G — гравитационная постоянная, ρ — плотность вещества. Решение ур-ния (1) записывается в виде

$$\Phi = G \int \frac{\rho dV}{r} + C, \quad (2)$$

где r — расстояние между элементом объёма dV и точкой, в к-рой определяется потенциал Φ , C — произвольная постоянная. Если при $r \rightarrow \infty$ убывает быстрее, чем r^{-2} , то интеграл (2) сходится, потенциал определим. Если с увеличением расстояния ρ спадает медленнее, чем r^{-2} (напр., для однородного распределения материи $\rho = \text{const}$), интеграл (2) расходится. Гравитат. ускорение, создаваемое тяготением вещества, $F = \text{grad } \Phi$, неопределённо (может принимать любые, в т. ч. и бесконечные, значения в зависимости от способа интегрирования) в том случае, если при $r \rightarrow \infty$ ρ спадает медленнее, чем r^{-1} , а относительные гравитат. ускорения частиц

$$dF_i = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial F_j}{\partial x^i} dx^j \quad (3)$$

неопределённо для распределений ρ , не убывающих при $r \rightarrow \infty$.

Опыт показывает, что в реальной Вселенной тяготение определяется в осн. близкими массами и гравитат. влияние далёких масс пренебрежимо мало, т. е. Г. н. отсутствует. Однако в рамках ньютоновской теории тяготения свободные от Г. н. модели строения Вселенной удавалось построить лишь в предположении весьма спец. характера пространственного распределения бесконечной системы масс, для к-рого ср. плотность вещества во Вселенной была равна нулю. Г. н. является проявлением ограниченности применимости ньютоновской теории тяготения. Эта теория неприменима для сильных гравитат. полей и, в частности, при распределениях бесконечного кол-ва вещества в бесконечном пространстве. В этих случаях необходимо использовать релятивистскую теорию тяготения — общую теорию относительности Эйнштейна (ОТО; см. *Тяготение*), свободную от парадоксов. Воиницирование Г. н. в теории тяготения Ньютона связано со следующим. Потенциал Φ и $\text{grad } \Phi$ — ненаблюдаемые величины; наблюдаемыми являются вторые производные потенциала $d^2 \Phi_i / dx^j dx^k = \equiv \Phi_{ij}$, через к-рые выражаются относительные ускорения [см. (3)]. Поэтому расходимости и неопределённости в Φ и $\text{grad } \Phi$ нельзя считать парадоксом. Для определения всех наблюдаемых величин Φ_{ij} теории Ньютона недостаточно: из шести Φ_{ij} только три связаны ур-нием

(1): $\varphi_{11} + \varphi_{22} + \varphi_{33} = 4\pi G\rho$. Эту неопределенность в нахождении φ_{22} и следует называть Г. п.

Иногда утверждают, что отсутствие Г. п. в ОТО обусловлено тем, что в этой теории скорость распространения тяготения конечна (ур-ния ОТО — гиперболич. типа), в отличие от ньютоновской теории (ур-ние Пуассона — эллиптическое). Такое объяснение некорректно. Согласно ОТО, со скоростью света распространяется только изменение гравитац. поля. Сама же «нулоповская» часть, соответствующая ньютоновскому закону обратных квадратов расстояния, с самого начала простираясь в бесконечность, нигде не распространяется. Математически это выражается в том, что в ОТО нач. данные для решений ур-ний поля, задаваемые в нек-рый момент времени ($t = \text{const}$), должны удовлетворять системе ур-ний, в к-рую входит и ур-ние эллиптич. типа, аналогичное ур-нию Пуассона ньютоновской теории. В действительности причиной отсутствия Г. п. в ОТО является то, что ур-ния пишутся сразу для наблюдаемых величин и кол-во ур-ний достаточно для определения всех этих величин.

Лит.: Зельдович А. Л., Исрелитвицкий гравитационный парадокс и общая теория относительности, «ДВВШ. Физ.-мат. науки», 1958, № 2, с. 124; Зельдович Я. В., Новиков И. Д., Стрoение и эволюция Вселенной, М., 1975; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, 2 изд., Д. Иовлевко.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ РАДИУС в общей теории относительности (см. Тяготение) — радиус сферы, на к-рой сила тяготения, создаваемая сферической невращающейся массой, целиком ложится внутри этой сферы, стремится к бесконечности. Г. р. определяется массой тела m и равен: $r_g = 2Gm/c^2$, где G — гравитационная постоянная. Г. р. обычных астр. объектов ничтожно малы по сравнению с их действит. размерами; так, для Земли $r_g \approx 0,9$ см, для Солнца $r_g \approx 3$ км. Если тело сжать до размеров Г. р., то никакие силы не смогут остановить его дальнейшего сжатия под действием сил тяготения. Такой процесс, называемый релативистским гравитационным коллапсом, может происходить с достаточно массивными звездами (как показывает расчёт, с массой больше двух солнечных масс) в конце их эволюции; если, исчерпав ядерное «горючее», звезда не выражается и не теряет массу, то, сжимаясь до размеров Г. р., она должна испытывать релативистский гравитац. коллапс. При гравитац. коллапсе из-под сферы радиуса r_g не может выходить никакое излучение, никакие частицы. С точки зрения веш. наблюдателя, находящегося далеко от звезды, с приближением размеров звезды к r_g время неограниченно замедляет темп своего течения. Поэтому для такого наблюдателя радиус коллапсирующей звезды приближается к Г. р. асимптотически, никогда не ставшись меньше его.

И. Д. Новиков.
ГРАВИТАЦИЯ (от лат. gravitas — тяжесть) — то же, что тяготение.

ГРАВИТОН — гипотетическая электрически нейтральная частица с нулевой массой покоя, квант поля со спином 2 , фермионный партнёр гравитона в теориях супергравитации — суперсимметричных расширениях теории тяготения (см. Суперсимметрия). Распиренная N-супергравитация содержит N Г. ($N \leq 8$). Из-за ненулевой спиральности Г. вклад от обмена Г. в космологич. процессы, близкие к статическим, пренебрежимо мал (т. к. такие процессы происходят лишь нутём обмена состоянием с нулевой спиральностью, к-рое может образоваться только пара Г.). При нарушении суперсимметрии Г. приобретает массу. Величина этой массы является важным феноменологич. параметром во многих суперсимметричных моделях великого объединения.

Лит.: van Nieuwenhuisen P. Supergravity, «Phys. Repts», 1981, т. 68, в. 19; Nieto S. H. Supergravity, supergravity and particle physics, «Phys. Repts», 1984, в. 110, в. 1.

В. И. Овсевицкий.
ГРАВИТОН — гипотетическая электрически нейтральная частица с нулевой массой покоя, квант гравитац. поля в квантовой теории гравитации. Г. описыв-

ается симметричным тензорным полем — отклонением метрики пространственно-времени от плоской. Свободный Г. (см. Гравитационные волны) распространяется в вакууме со скоростью света, поперечен и имеет спиральность ± 2 . Виртуальный Г. имеет шесть степеней свободы в переносе силы 2 и 0. В ньютоново притяжение между статич. объектами вносит вклад виртуальные Г. только со спиральностью 0. Образование и поглощение Г. при соударениях частиц должно стать заметным при энергиях порядка планковской массы ($\sim 10^{19}$ ГэВ). Интенсивность таких процессов в доступной области энергий слишком мала для их эксперим. обнаружения.

Лит.: Броунштейн М., Квантование гравитационных волн, «ЖЭФФ», 1936, т. 6, с. 195; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; Ogievetsky V., Polubarinov O. I., Interacting field of spin 2 and Einstein equations, «Ann. Phys.», 1967, в. 35, в. 167.

ГРАДИЕНТ (грин) (от англ. Gradient-index) — оптич. элемент из прозрачного материала (стекла, пластмассы, кристалла) с передел. законом распределения коэф. преломления n . В зависимости от направления изменения n в оптич. элементе Г. делится на радиальные, аксиальные и сферические (в зависимости соответственно по радиусу, вдоль оси и по объёму). Аксиальные Г. со сферич. поверхностью эквивалентны по aberrациям асферич. линзам (т. е. часть aberrаций устранена по сравнению со обычными линзами). Радиальные Г. в виде цилиндрич. отрезка эквивалентны линзе, свободной от aberrаций, фазовых и амплитудных искажений. Г. в виде безоболочечных (одножильных) многомодовых световодов (селфоклов) способны самостоятельно формировать и трансформировать изображение. В них всевозможные моды имеют равные скорости распространения. Г. применяются в постростри объективах, в линзах дальней оптич. связи, в элементах эндоскопов. Подробное см. Оптика неоднородных сред.

Лит.: Солдха М. С., Гухатаи А. К., Неоднородные оптические волноводы, пер. с англ., М., 1980; Ильяев В. Г. и др., Оптика гравитанов, «УФН», 1985, т. 23, с. 106; Moore D., GRIN — 4: gradient index optica imaging systems, «Applied Optics», 1984, в. 23, в. 19.

И. А. Дубоко.
ГРАДИЕНТ (от лат. gradiens, род. падеж gradientis — шагающий) — одна из осн. операций векторного анализа, сопоставляющая скалярному полю φ ($\varphi = \varphi(x_1, x_2, x_3)$) векторное поле $\text{grad } \varphi$ (используя также обозначения $d\varphi/dr$, $\nabla\varphi$), компоненты к-рого равны

$$\text{grad } \varphi = \frac{d\varphi}{dr} = \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial x_1}, \frac{\partial \varphi}{\partial x_2}, \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} \right\}.$$

Вектор $\text{grad } \varphi$ в каждой точке указывает направление, в к-ром поле φ возрастает наиб. быстро, т. е. направление, ортогональное поверхности уровня $\varphi = \text{const}$, проходящей через данную точку. Длина вектора $\text{grad } \varphi$ равна скорости возрастания φ в этом направлении. Скорость возрастания φ в направлении произвольного единичного вектора n равна $n \text{ grad } \varphi$. Операция Г. обладает след. свойствами:

$$\text{grad} (\varphi + \psi) = \text{grad } \varphi + \text{grad } \psi,$$

$$\text{grad} (\varphi\psi) = \varphi \text{ grad } \psi + \psi \text{ grad } \varphi,$$

$$\text{grad} (f(\varphi)) = f'(\varphi) \text{ grad } \varphi,$$

$$\text{rot grad } \varphi = 0.$$

М. В. Менский.

ГРАДИЕНТНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ — сохранение эл.-магн. полей при градиентном преобразовании потенциалов. Один из видов калибровочной инвариантности.

Нарядженность элктрич. поля E и магн. индукция B выражаются через скалярный потенциал φ и векторный потенциал A :

$$E = -c^{-1} \Delta A / dt - \nabla \varphi, B = \text{rot } A. \quad (1)$$

Здесь использована Гаусса система единиц. Преобразование потенциалов

$$A' = A - \nabla \psi, \varphi' = \varphi - c^{-1} d\psi/dt, \quad (2)$$

где $\Psi(x_1, x_2, x_3, t)$ — произвольная ф-ция координат (x_1, x_2, x_3) и времени t , оставшая неизменной поля E и H , определяемые ф-лами (1). В четырехмерном представлении, обычно используемом в *относительности теории*, $A_4 = \Phi$ и соотношения (2) сводятся при $x_4 = ict$ к выражению, содержащему четырехмерный градиент:

$$A'_k = A_k - \nabla_k \Phi, \quad k=1, 2, 3, 4. \quad (3)$$

откуда и происходит назв. Г. и. Поскольку непосредственно измеримые характеристикика эл.-магн. поля являются векторы E и H , то любые соотношения, описывающие эл.-магн. взаимодействие и содержание потенциалов A и Φ , не должны изменяться при преобразованиях (2), (3). Это составляет наиб. широкий аспект трактовки Г. и.

Калибровка потенциалов, допустимая в рамках Г. и., позволяет уменьшить число неизвестных ф-ций. Напр. часто используют калибровку двух видов.

К улоновская калибровка, $\text{div } A = 0$, удобна для разделения электрич. поля E на вихревую и потенц. части: первая связана с векторным потенциалом, вторая — со скалярным потенциалом, удовлетворяющим ур-нию Пуассона, $\Delta \Phi = -4\pi \rho' e$.

Лоренцева калибровка

$$\text{div } A - \epsilon_0 c^{-1} \text{ div } \Phi + 4\pi \epsilon_0 c^{-1} \Phi = 0 \quad (4)$$

(ϵ_0 — диэлектрич. и магн. проницаемости среды, c — скорость света). При выполнении условия Лоренца (4) ур-ния для векторного и скалярного потенциалов приводятся к симметричному виду:

$$\Delta \left\{ \begin{matrix} A \\ \Phi \end{matrix} \right\} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \begin{matrix} A \\ \Phi \end{matrix} \right\} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \text{ div } A}{\partial t} \left\{ \begin{matrix} A \\ \Phi \end{matrix} \right\} = 4\pi \left\{ \begin{matrix} j \\ \rho' e \end{matrix} \right\},$$

где Δ — оператор Лапласа, ρ и j — плотности зарядов и токов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Морс Ф. М., Фешбах Г., Методы теоретической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1958; Джексо Н., 1965; М. А. Миллер, Е. В. Суровой.

ГРАДУИРОВКА (нем. graduieren — градуировать, от лат. gradus — шаг, ступень, степень) — метрологич. операция установления зависимости между значеннями величины на входе и выходе средства измерения, в частности приращение делениям шкалы измерит. прибора значенний, соответствующих измеренной величине в принятых единицах и с требуемой точностью.

Если Г. произведена в результате совокупных измерений (напр., определение масс набора гирь из абс. взвешивания всех гирь вместе и друг относительно друга), то она назв. калибровка и. Термин «калибровка» часто употребляют как синоним Г., особенно в тех случаях, когда у средства измерения нет шкалы с делениями.

Лит.: Иорис Ю. П., К систематизации некоторых понятий в области измерительной техники и приборостроения, приборы и системы управления, 1980, № 10, с. 12.

ГРАДУС (от лат. gradus — шаг, ступень, степень) — температура и в ряде случаев — общее название различных единиц темп-ры, соответствующих разным температурным шкалам. Осн. единица темп-ры СИ — *кельвин* (К). Различают градус Цельсия ($^{\circ}\text{C}$), Реомюра ($^{\circ}\text{R}$), Фаренгейта ($^{\circ}\text{F}$), Ранкина ($^{\circ}\text{Ra}$). $1 \text{ K} = 1^{\circ}\text{C} = 0,8^{\circ}\text{R} = 1,8^{\circ}\text{F} = 1,8^{\circ}\text{Ra}$.

ГРАДУС УГЛОВОЙ ($^{\circ}$) — единица плоского угла (дли дуги окружности), равная $1/360$ полного угла (полной окружности). $1^{\circ} = 60' = 3600'' = \pi/180 \text{ рад} = = 1,475329 \cdot 10^{-2}$ рад, где $'$ — обозначение угл. минуты, $''$ — угл. секунды.

ГРАММ (франц. grammе, от лат. и греч. gramma — медная мера веса) (г) — единица массы в СИ *системе единиц* и доляная единица массы СИ *килограмма*: $1 \text{ г} = = 0,001 \text{ кг}$.

ГРАММ-АТОМ — единица кол-ва вещества, индивидуальная для каждого хим. элемента. 1 г. а. — масса вещества в граммах, численно равная его атомной массе.

Наименование выходит из употребления. В СИ осн. единица кол-ва вещества — *моль*.

ГРАММ-МОЛЕКУЛА — устаревшее наименование единицы кол-ва вещества — *моль*.

ГРАСГОФА ЧИСЛО (по имени нем. ученого Ф. Грасгофа (Грасхоф, F. Grashof)) — *подобия критерий*, определяющий перенос тепла при *контактном теплообмене* для случая свободной конвекции, когда движение вызывается разностью плотностей из-за неравномерности поля темп-р вблизи нагретого тела; Г. ч.

$$Gr = \frac{g l^3}{\nu^2} \beta \Delta T,$$

где g — ускорение свободного падения, l — характерный размер, ν — коэф. кинематич. вязкости, β — коэф. объемного расширения, ΔT — разниц. темп-р между поверхностью тела и средой. Г. ч. является произведением числа $g \beta \Delta T l^3 / \nu^2$, характеризующего отношение силы трения к подъемной силе (архимедовой) (см. *Архимеда число*), на *Рейнольдса число* $Re = = \nu l$, где ν — скорость течения. Теплоотдача в условиях свободной конвекции определяется зависимостью $Nu = f(Gr, Pr)$, где Nu — *Нуссельта число*, Pr — *Прандтля число*. Для газов и неметаллич. жидкостей (при $Pr > > 1$, 7) в этом равенстве аргументом является произведение $Gr \cdot Pr$, называемое *Рэлея числом* Ra . Для определения зависимости $Nu = f(Gr, Pr)$ предложено много эмпирич. корреляц. ф-л; большинство из них имеет вид зависимости $Nu = C (Gr \cdot Pr)^n$, для к-рой значения C и n приведены в табл.

Число $Gr \cdot Pr$	C	n
$10^{-3} < Gr \cdot Pr \dots$	0,45	0
$10^{-1} < Gr \cdot Pr < 5 \cdot 10^1$	1,18	$1/4$
$5 \cdot 10^1 < Gr \cdot Pr < 2 \cdot 10^7$	0,54	$1/4$
$2 \cdot 10^7 < Gr \cdot Pr \dots$	0,135	$1/4$

При $Pr < 1$ (расплавленные металлы) ф-ду для определения теплоотдачи представляют в виде $Nu = c (Gr \cdot Pr^2)$ и часто пользуются соотношением $Nu = 0,53 (Gr \cdot Pr^2)^{1/4}$.

Параметр \sqrt{Gr} в условиях свободной конвекции играет роль, аналогичную числу Re при вынужденных течениях. Аналогично критич. числу $Re_{кр}$, критич. Г. ч. $Gr_{кр}$ определяет переход от ламинарного режима течения к турбулентному в условиях свободной (естественной) конвекции.

Лит.: Михеев М. А., Михеева И. М., Основы теплопередачи, 2 изд., М., 1977; Кутателадзе С. Г., Г. Борова и Швакба В. М., Справочник по теплообмену, Л., М., 1958; Джалалов И. М., Естественная конвекция. Тепло- и массообмен, пер. с англ., М., 1983. С. Л. Вышневецкий.

ГРАССМАНА АЛГЕБРА — алгебра, порожденная антикоммутирующими образующими $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$, т. е. сомутирующей всевозможных линейных комбинаций из произведений образующих θ_i , в к-рых все сомножители различны, т. к.

$$\theta_i \theta_j + \theta_j \theta_i = 0, \quad (1)$$

и, в частности, $\theta_i^2 = 0$ при любом k . Назв. в честь Г. Грассмана (H. Grassmann). Размерность Г. а. как линейного пространства равна 2^n , базис состоит из 2^n одночленов:

$$1, \theta_i \quad (i < j \leq n), \theta_i \theta_j \quad (i < j < k \leq n), \dots, \theta_1 \theta_2 \dots \theta_n.$$

Любой элемент Г. а. $f(\theta)$ можно представить в виде след. конечной суммы:

$$f(\theta) = f + \sum_i f_i \theta_i + \sum_{i < j} f_{ij} \theta_i \theta_j + \dots + f_{1 \dots n} \theta_1 \theta_2 \dots \theta_n \quad (2)$$

На случай грасмановых переменных обобщается ряд операций обычного анализа, в частности дифференцирование и интегрирование. Чтобы найти левую производную от одночлена $\theta_{i_1} \dots \theta_{i_n}$ по переменной θ_{i_k} , нужно, пользуясь (1), переставить θ_{i_k} на первое слева место и вычеркнуть её. Аналогично определяется правая производная. Производная от общего элемента Г. а.

есть сумма производных от одноклассов в разложении (2). Интеграл на Γ а. задаётся правилами Березина: $\int d\theta^\alpha = 0$, $\int d\theta^\alpha \theta_\beta = \delta_{\alpha\beta}$, при этом кратный интеграл понимается как повторный. Символ $d\theta^\alpha$ не есть обычный дифференциал, его следует трактовать формально. Интеграл на Γ а. обладает некоторыми свойствами обычного интеграла, в частности возможно интегрирование по частям. С др. стороны, интегрирование на Γ а. эквивалентно дифференцированию: $\int d\theta^\alpha f(\theta) = df(\theta)/d\theta_\alpha$. Интегрирование по грассмановым переменным позволяет построить функциональный интеграл, представляющий Γ рина функции фермионных полей.

Дельта-функция Грассмана $\delta\Gamma(\theta_1 - \theta_2) = \delta_1 - \delta_2$ действует как обычная дельта-функция: $\int d\theta f(\theta)\delta\Gamma(\theta - \theta_1) = f(\theta_1)$ и, кроме того, удовлетворяет равенству $[\delta\Gamma(\theta_1 - \theta_2)]^2 = 0$. Мн. расхождений в теории суперсимметрии исчезают благодаря этому свойству. В суперсимметричных моделях теории поля образующими θ_α являются синиоры группы Лоренца, а элементы Γ а. зависят не только от θ_α , но и от пространственно-временных координат x . Возникающие величины $f(x, \theta)$ наз. с у и в р о л я м и. В разложении $f(x, \theta)$ вида (2) коэф. оказываются функциями x , т. е. полями $f(x)$, $f^2(x)$... Суперполе охватывает, т. о., набор полей целого и полуцелого спина.

Лит.: Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Огивецкий В. И., Мезиняцеску Л., Симметрия между бозонами и фермионами и суперполя, «УФН», 1973, т. 117, с. 637. В. И. Огивецкий.

ГРАФИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ — способ наглядного представления данных в виде к.-л. геом. образа, количественно соответствующего числовым данным, и изображения его на чертеже, рисунке. Наглядность и быстрота восприятия графич. изображений дают возможность оценки качеств. характеристики, поэтому Г. п. д. позволяет существенно повысить эффективность анализа данных. Г. н. д. ценно тем, что привлекает к процессу анализа интуицию, производя преобразования понятий в образы и образы в понятия.

Необходимым инструментом Г. п. д. стала машина графика (МГ). Этим термином обозначают создание, представление и обработку или оценку графич. объектов при помощи ЭВМ. МГ играет важную роль в тех областях науки, где данные имеют большой объём и их носителями анализ представляется трудоёмким. Использование МГ позволяет сократить время получения конечного результата.

Возможность получать изображения с помощью ЭВМ в любом желаемом представлении и с высокой скоростью позволяет ставить и решать качественно новые задачи. Примером может служить появление нового научного направления — образного анализа — своеобразного подхода к решению задач анализа сложных высокоразмерных эксперим. данных с помощью человеко-машинных процедур. Напр., в эксперим. физике (оперативный контроль за работой эксперим. установки и ходом эксперимента в целом) управление процессом производится человеком на основе анализа графич. изображений физ. результатов.

В каждой науке существуют способы наглядного представления информации, пусть даже неточно отражающие реальность, напр. разнообразные графики, гистограммы, поверхности и линии уровня и т. д. Удачный способ изображения результатов эксперимента может в большой степени способствовать успеху при его теоретич. объяснении.

Эффективность Г. п. д. определяется возможностью и скоростью проведения качеств. и количеств. анализа. При проведении качеств. анализа важна наглядность изображения, позволяющая оценить общие характеристики исследуемых явлений. При проведении количеств. анализа на первый план выдвигается точность представления отд. результатов. Выбор между двумя

видами анализа в каждом конкретном случае зависит от решаемой задачи.

При анализе данных эксперим. физики приходится иметь дело с моделями исследуемых явлений, к-рые в большинстве случаев представляют собой многопараметрич. дискретные функциональные зависимости разл. физ. величин. В зависимости от размерности пространства параметров и величины шага дискретной функциональной зависимости для их исследования применяют разл. способы Г. п. д.

Распространённым способом графич. представления однопараметрич. функциональных зависимостей является построение графиков в виде ряда точек с вероят-

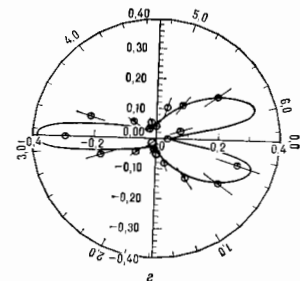
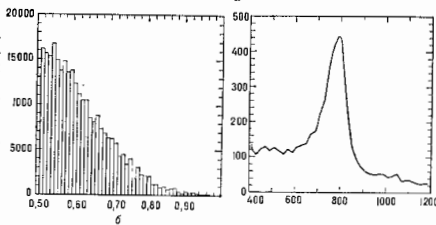
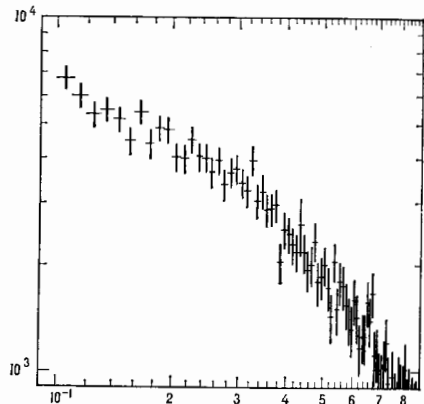


Рис. 1. График: а — в логарифмических координатах; б — диаграмма; в — гладкая кривая; г — в полярных координатах.

ными ошибками (рис. 1, а), диаграмм (рис. 1, б), кривых (рис. 1, в) либо в виде комбинации перечисленных элементов. В зависимости от характера исследуемых данных разл. способы графич. представления могут иметь разную степень наглядности. Напр., при увеличении шага дискретной зависимости представление данных в виде диаграмм становится менее наглядным. При построении кривых в нек-рых случаях необходимо применение процедуры сглаживания. Для более чёткого выявления физ. закономерностей иногда используют логарифмич. преобразование координат (рис. 1, а). При исследовании неск. наборов данных часто применяют полярные координаты (рис. 1, з), получающиеся при этом фигуры легко запоминаются.

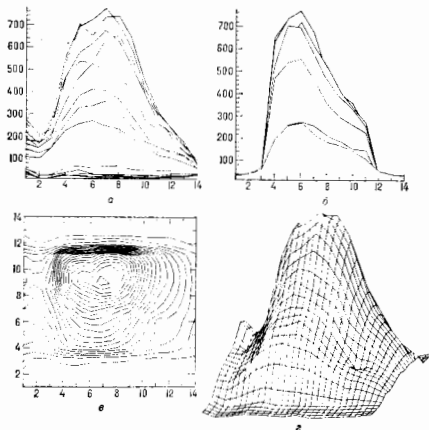


Рис. 2. Комбинированное изображение двухпараметрических функций: а — фронтальная проекция; б — профильная проекция; в — линии одинакового уровня; г — поверхность в аксонометрической проекции.

Рассмотрение разл. способов графич. представления двухпараметрич. ф-ций проведено на примере данных, записанных в виде таблицы размерности 14×14 . Один из возможных способов Г. п. д. показан на рис. 2, а, изображающем семейство сечений, соответствующих строкам исходной табл. (фронтальная проекция). Такой способ представления данных обеспечивает возможность идентификации отд. результатов и позволяет производить сравнительный количеств. анализ. Для получения интегр. оценок целесообразно изобразить ещё одно семейство сечений (рис. 2, б), соответствующих столбцам исходной табл. (профильная проекция). Для повышения наглядности на рис. 2, в изображены только те линии сечений, к-рые не закрываются др. сечениями. Эффективным способом графич. представления двухпараметрич. ф-ций является изображение линий одинакового уровня (рис. 2, в). Этот способ обеспечивает возможность быстрой локализации особенностей (напр., максимумов), но он недостаточно удобен для количеств. анализа.

Более наглядным геом. представлением двухпараметрич. ф-ций является изображение их в виде поверхности в аксонометрич. (рис. 2, г) либо центр. проекции. Для представления статистич. зависимости изображают призматграмму (рис. 3). Недостатком этих способов также является трудность получения числ. оценок.

Каждый из перечисленных способов Г. п. д. имеет преимущества и недостатки. Для большей наглядности можно построить комбиниров. изображение, включающее все рассмотренные способы а-г (рис. 2). В зависимости от конкретных приложений вместо фронтальной и профильной проекций изображают характерные сечения.

Многопараметрич. функциональные зависимости часто представляют как объекты многомерного пространства. Эффективным способом исследования таких объектов является визуальный анализ их проекций на двух- и трёхмерное пространство. При этом применяют все способы Г. п. д., используемые при исследовании одно- и двухпараметрич. ф-ций. Если одним из параметров

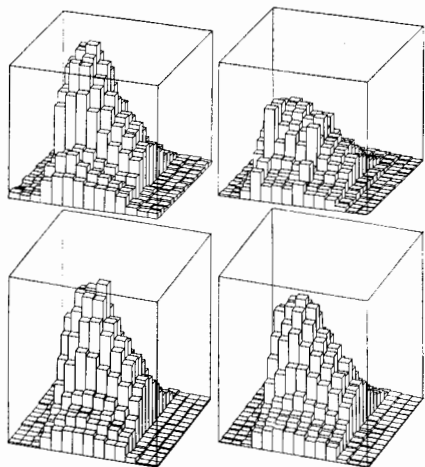


Рис. 3. Серия двумерных статистических зависимостей, представленных в виде призматграмм.

является время, можно построить серию последоват. изображений, отражающих развитие процесса (рис. 3). При наличии подходящей аппаратуры возможно получение динамич. изображений (напр., в виде кинофильма). Эффективным способом графич. представления многопараметрич. данных является изображение т. п. лиц Чернова, где для кодирования информации используют такие характеристики, как контур лица, форма, размер, положение и наклон глаз, бровей, носа, кривизна линии рта и т. п. Такое представление позволяет отображать до 20 параметров и обнаруживать классифицирующий признак.

Лит.: Гидой В., Интерактивная машинная графика, пер. с англ., М., 1981; Гриня И. В. Г., Образный анализ экспериментальных данных, М., 1982; Schimidt C. F., Schmid S. E., Handbook of graphic presentation, 2 ed., N. Y.—[n. o.], 1979. С. В. Калмыков. **ГРИНА ФОРМУЛЫ** — формулы, связывающие между собой интегралы разл. типов. Простейшей из них выражает интеграл по двумерной области G через интеграл по её границе C :

$$\int_G (P dx + Q dy) = \int_C \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) dx dy.$$

Эта ф-ла получена впервые Л. Эйлером (L. Euler) в 1771, она аналогична Гаусса — Остроградского формуле.

Известна также ф-ла, выведенная Дж. Грином (G. Green) в 1828:

$$\iiint_V (u \Delta v - v \Delta u) dV = \iint_S \left(u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right) dS,$$

где V — трёхмерная область, S — её граница, Δ — Лапласа оператор, $\partial/\partial n$ — производная по направлению внеш. нормали к S . Эта ф-ла справедлива и в k -мерном пространстве, существуют также обобщения её на случай произвольных линейных дифференц. операторов. При помощи Г. ф. получают интегр. представления для решений разл. краевых задач.

ГРИНА ФУНКЦИЯ линейного дифференциального оператора L (линейного дифференц. ур-ния $Lu(x)=f(x)$) — функция $G(x, x')$, задающая ядро интегр. оператора, обратного к L . Поскольку ядром единичного оператора является *дельта-функция* $\delta(x-x')$, Г. ф. трактуемая как обобщённая ф-ция, удовлетворяет ур-нию

$$L_x G(x, x') = \delta(x-x'). \quad (1)$$

Вяское решение ур-ния (1) наз. фундаментальным решением исходного дифференц. ур-ния; следовательно, Г. ф. — также нек-рое фундам. решение. Из (1) следует, что при $x \neq x'$ Г. ф. удовлетворяет однородному ур-нию $L_x G=0$. Решение неоднородного ур-ния

$$Lu(x) = f(x) \quad (2)$$

определяется интегралом

$$u(x) = \int G(x, x') f(x') dx'. \quad (3)$$

Г. ф. $G(x, x')$ представляет собой «отклик» в точке x системы, описываемой дифференц. ур-нием, на единичный точечный источник, помещённый в точку x' . По этой причине Г. ф. часто наз. также ф-цией источника. Для самосопряжённого оператора L Г. ф. $G(x, x')$ удовлетворяет соотношению взаимности $G(x, x') = G^*(x', x)$ (* означает комплексное сопряжение), т. е. отклик в точке x на точечное возмущение в x' равен отклику в x' на точечное возмущение в x . Впервые Г. ф. выведена Дж. Грином (G. Green) в 1828. Г. ф. — существенная часть матем. аппарата совр. физики. Интегр. соотношение (3), заменяющее дифференц. ур-ние (2), позволяет представить поле, созданное нек-рой системой источников, в виде суперпозиции вкладов отдельных точечных источников: оно удобно для построения теории возмущений и т. п.

Чтобы задать дифференц. оператор L , нужно, кроме операции дифференцирования, определить ещё класс ф-ций, на к-рые действует эта операция. Ограничения на ф-ции диктуются физ. постановкой задачи и выступают обычно в виде нек-рого числа краевых условий, к-рым подчинены ф-ция $u(x)$, Г. ф. дифференц. оператора наз. также Г. ф. соответствующей *краевой задаче*. Г. ф. $G(x, x')$ краевой задачи удовлетворяет краевым условиям по x при любом фиксированном x' . Поэтому если $G_0(x, x')$ — любое фундам. решение ур-ния (не обязательно удовлетворяющее краевым условиям), то Г. ф. $G(x, x')$ представляется в виде суммы:

$$G(x, x') = G_0(x, x') + g(x, x'), \quad (4)$$

где $g(x, x')$ — решение однородного ур-ния $L_x g(x, x') = 0$, выбранное так, чтобы ф-ция $G(x, x')$ удовлетворяла заданным краевым условиям. Построить Г. ф. в явном виде удаётся в сравнительно небольшом числе случаев для нек-рых видов областей.

Ниже даны примеры конкретных Г. ф.

1. Обыкновенное дифференц. ур-ние на отрезке $a \leq x \leq b$. Пусть $L = \sum_{k=0}^n p_k(x) d^k/dx^k$, а краевые условия представляют собой n линейных соотно-

шений между значениями $u^{(i)}(a)$ и $u^{(i)}(b)$, $0 \leq i, j \leq n-1$, младших производных ф-ции $u(x)$ на концах отрезка. Тогда Г. ф., удовлетворяя при каждом x' краевым условиям по x и при $x \neq x'$ — однородному ур-нию $L_x G(x, x') = 0$, должна иметь в точке $x = x'$ непрерывные производные вплоть до $(n-2)$ -й и разрывную $(n-1)$ -ю производную, причём скачок в этой точке равен

$$\frac{\partial^{n-1}}{\partial x^{n-1}} G(x'+0, x') - \frac{\partial^{n-1}}{\partial x^{n-1}} (x'-0, x') = \frac{1}{p_n(x')}.$$

Эти требования, дополненные естеств. предположениями о гладкости по переменным x, x' при $x \neq x'$, определяют Г. ф. Напр., дифференц. оператор 2-го порядка $L = \frac{d}{dx} \left(p(x) \frac{d}{dx} \right) + q(x)$ с краевыми условиями $u(a) = u(b) = 0$ имеет Г. ф., равную

$$G(x, x') = \frac{1}{p(x)w(x)} \begin{cases} u_1(x)u_2(x') & \text{при } a \leq x \leq x', \\ u_1(x')u_2(x) & \text{при } x' \leq x \leq b, \end{cases}$$

где $w(x) = u_1(x)u_2'(x) - u_2(x)u_1'(x)$, а u_1 и u_2 — в.л.п. линейно независимые решения ур-ния $Lu=0$, удовлетворяющие условиям $u_1(a) = u_2(b) = 0$.

2. Ур-ние Лапласа. Пусть $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$, $|x| = (x_1^2 + \dots + x_n^2)^{1/2}$, $\Delta = \partial^2/\partial x_1^2 + \dots + \partial^2/\partial x_n^2$. Фундам. решением ур-ния Лапласа $\Delta u(x) = 0$ служит ф-ция $G_0(x, x') = \begin{cases} (2\pi)^{-1} \ln |x-x'| & \text{при } n=2, \\ -\Gamma(n/2) 2\pi^{n/2} (n-2)! |x-x'|^{n-2} & \text{при } n \geq 3, \end{cases}$

$\Gamma(n)$ — гамма-функция Эйлера. В практически важном случае трёхмерного пространства ф-ция $G_0(x, x')$ равна $-1/4\pi |x-x'|$. Согласно ф-ле (4), Г. ф. разл. краевых задач для ур-ния Лапласа получают, добавляя к $G_0(x, x')$ подходящую *гармоническую функцию*, обеспечивающую выполнение краевых условий. Напр., при $n=3$ для шара $|x| < R$ задаче $\Delta u = f(x)$ с краевым условием $u(x)|_{|x|=R} = 0$ отвечает Г. ф.

$$G(x, x') = -\frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{|x-x'|} - \frac{R}{|x'|} \frac{1}{|x-x''|} \right],$$

где $x'' = R^2 x'/|x'|^2$ — точка, симметричная точке x' относительно сферы $|x|=R$. Аналогичной краевой задаче для полупространства $x_3 > 0$, т. е. краевому условию $u(x)|_{x_3=0} = 0$ отвечает Г. ф. вида $G(x, x') = -\frac{1}{4\pi} \times \times \left[\frac{1}{|x-x'|} - \frac{1}{|x-x''|} \right]$, где точка x'' симметрична точке $x' = (x'_1, x'_2, x'_3)$ относительно плоскости $x_3 = 0$, т. е. $x'' = (x'_1, x'_2, -x'_3)$. Г. ф. в этих двух случаях представляет собой потенциал точечного заряда, помещённого в точку x' внутри замкнутой проводящей сферы (1-й случай) или в присутствии замкнутой проводящей плоскости (2-й случай). При $n=2$ Г. ф. Дирихле задачи для односвязной области с достаточно гладкой границей имеет вид

$$G(z, z') = \frac{1}{2\pi} \ln \left| \frac{w(z) - w(z')}{1 - w(z)w'(z')} \right|, \quad z = x_1 + ix_2.$$

Здесь $w = w(z)$ — нек-рая ф-ция аргумента $z = x_1 + ix_2$, конформно отображающая область на единичный круг $|w| < 1$.

В след. примерах приводятся только фундам. решение $G_0(x, x')$, связанные с Г. ф. соотношением (4).

3. Ур-ние теплопроводности: $L = \partial/\partial t - a^2 \Delta$, $G_0(x, t; x', t') = \theta(t-t') [4\pi a^2 (t-t')]^{-n/2} \times \times \exp \left[-\frac{|x-x'|^2}{4a^2(t-t')} \right]$, где $\theta(x)$ — ступенчатая ф-ция: $\theta(x) = 0$ при $x < 0$, $\theta(x) = 1$ при $x > 0$.

4. Ур-ние Гельмгольца: $L = \Delta + k^2$, $G_0(x, x') = = (2ik)^{-1} \exp(ik|x-x'|)$ при $n=1$; $G_0(x, x') = = -\frac{1}{4} H_0^{(1)}(k|x-x'|)$ при $n=2$, где $H_0^{(1)}$ — ф-ция Хан-

кля; $G_0(x, x') = -(\Delta \ln |x - x'|)^{-1} \exp(ik|x - x'|)$ при $n=3$.

5. Волновое уравнение: $L = \square_a = \partial^2_t - a^2 \Delta$, $G_0(x, t) = (2a)^{-1} \theta(at - |x|)$ при $n=1$; $G_0(x, t) = (2\lambda a)^{-1} (a^2 t^2 - |x|^2)^{-1/2} \theta(at - |x|)$ при $n=2$; $G_0(x, t) = (2\lambda a)^{-1} \theta(t) \delta(a^2 t^2 - |x|^2)$ при $n=3$, для упрощения принято $a = t' = 0$. Полученная Г. ф. наз. за $n=2$ и $n=3$ унитарной, поскольку она обращается в нуль при $t - t' < 0$. Подставляя Г. ф. в (3), получим решение неоднородного волнового уравнения в виде

$$u(x, t) = (a^2/4\pi) \int dx' |x - x'|^{-1} f(x', t - a^{-1}|x - x'|),$$

носящее в электродинамике назв. *запаздывающего потенциала*.

6. Ур-ние Клейна — Гордона: $L = \square_a + m^2$, $G_0(x, t) = (2\lambda a)^{-1} \theta(at) \delta(a^2 t^2 - |x|^2) - (m/4\lambda a^2) \theta(at - |x|) (t^2 - a^{-2}|x|^2)^{-1/2} J_1(m\sqrt{t^2 - a^{-2}|x|^2})$ при $n=3$, где J_1 — функция Бесселя. Полученная Г. ф. также наз. запаздывающей.

Г. ф. играют важную роль также в задачах о спектре дифференциальных операторов. Если самосопряженный оператор L имеет Г. ф. ψ , то задача на собств. значения $Lu = \lambda u$ эквивалентна интегральному уравнению $u(x) = \lambda \int G(x, x') u(x') dx'$, к которому можно применить теорию Фредгольма. Задача $Lu = \lambda u$ имеет не более счетного числа собств. значений $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$, все λ_i вещественны и не имеют конечных точек сгущения. Если комплексное число λ не является собств. значением оператора L , то можно построить Г. ф. $G(x, x'; \lambda)$ оператора $L - \lambda I$, где I — единичный оператор. Функция $G(x, x'; \lambda)$ наз. резольвентой оператора L , является мероморфной функцией от параметра λ , причём её полюсами служат собств. значения оператора L . Т. о., спектр оператора L можно найти, изучив его резольвенту $G(x, x'; \lambda)$.

При изучении систем ур-ний $Lu = f$ роль Г. ф. играют т. н. матрицы Грина. Они позволяют выразить решение неоднородной краевой задачи для системы в виде интегралов от произведённой матрицы Грина на векторы правой части системы. Для подобных задач полезен и интеграл Дюамеля. Напр., частное решение неоднородной системы $u' = A(x)u + F(x)$, где u и F — n -компонентные векторы, $A(x)$ — квадратная матрица порядка k , записывают в виде $u(x) = \int_{x_0}^x w(x, s) ds$, где $w(x, s)$ — решение однородной системы $w' = A(x)w$, $w(x, s)|_{x=s} = F(s)$. Матрица $A(x)$ может содержать дифференциальные операторы, поэтому метод применим к ур-ниям с частными производными.

Лит.: Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Пер. с англ., т. 1, М., 1958; Курант Р., Урнания с частными производными. Пер. с англ., М., 1964; Вадимиров В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

Л. П. Купцов

ГРИНА ФУНКЦИЯ в квантовой теории поля — одна из осн. величин, определяющих движение частиц и состояние полей; представляет собой среднее до вакууму от хронологического произведения операторов полей. По своему смыслу понятие Г. ф. в квантовой теории поля (КТП) близко к понятию Г. ф. в матем. физике и используется в тех же целях — как вспомогат. величина при расчётах физ. характеристик и решении ур-ний при заданных источниках.

В квантовой механике частицы волновая функция $\psi(x)$ определяется ур-нием вида $L(x)\psi(x)=0$, где $L(x)$ — некий оператор, x — точка пространства-времени. Здесь Г. ф. $G(x, x')$ определяется ур-нием $L(x)G(x, x') = -\delta(x-x')$ [где $\delta(x-x')$ — дельта-функция], и следовательно, имеет точно такой же смысл, как в матем. физике. В КТП волновую функцию частицы заменяет величина $u(x)|0\rangle$, где $u(x)$ — оператор поля, $|0\rangle$ — вектор состояния вакуума. Для свободных полей однопочастичная (двухточечная) Г. ф., наз.

иначе функцией распространения или пропагатором,

$$D^c(x-x') < 0 | T u(x) u(x') | 0 \rangle \quad (1)$$

(где T — знак хронологич. упорядочения, а скобки $\langle 0 | \dots | 0 \rangle$ означают усреднение по вакууму), является Г. ф. неоднородного ур-ния поля, т. е. удовлетворяет ур-нию с точечным источником. Напр., для скалярного поля пропагатор удовлетворяет неоднородному Клейна — Гордона уравнению

$$(\square - m^2) D^c(x) = -\delta(x) \quad (2)$$

(\square — Д'Аламбера оператор, m — масса кванта поля; используется система единиц $\hbar=c=1$).

С физ. точки зрения, функция $D^c(x-x')$ — т. н. причинная функция Грина — описывает причинную связь процессов рождения и уничтожения частицы в разл. точках x, x' .

Полное решение ур-ния (2) представляется в виде частного решения неоднородного ур-ния и общего решения однородного ур-ния. Решением однородного ур-ния являются т. н. *перетановочная функция Паули — Йордана* $D(x)$ и её частотные компоненты $D^\pm(x)$. К частным решениям неоднородного ур-ния (2), помимо выведённой выше причинной (индекс c) Г. ф., относятся известные из классич. теории взаимодействующих полей запаздывающая (ret) и опережающая (adv) Г. ф. С помощью фурье-преобразования получаются след. представления для Г. ф. скалярного поля:

$$D^c(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k \exp(-ikx)}{m^2 - k^2 - i\epsilon}, \quad \epsilon \rightarrow +0,$$

$$D^{\text{ret}}_{\text{adv}}(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k \exp(-ikx)}{m^2 - k^2 \pm i\epsilon},$$

где $k=4$ -импульс виртуальной частицы. Бесконечно малая добавка в знаменателе этих выражений определяет правила обхода полюсов в точке $k^2 = m^2$ при интегрировании в комплексной плоскости энергии k_0 и однозначно задаёт данную Г. ф.

Причинные Г. ф. спириного и векторного полей могут быть выражены через причинную Г. ф. скалярного поля действием дифференциальных операторов, стоящих в ур-ниях для соответствующих свободных полей.

Г. ф. свободных полей являются одним из основных составных элементов *Фейнмана диаграмм*.

Обобщением свободных одночастичных Г. ф. на случай наличия взаимодействий являются многочастичные, или *п-точечные*, Г. ф.

$$G_n(x_1, \dots, x_n) = \langle 0 | T(u(x_1) \dots u(x_n) S) | 0 \rangle. \quad (3)$$

Здесь $u_i(x_i)$ — операторы полей во взаимодействиях представлении, S — матрица рассеяния. В перенормированной теории возмущений Г. ф. (3) содержат все радиационные поправки, соответствующие как связным, так и несвязным диаграммам Фейнмана с n внеш. линиями, и представляются в виде степенного ряда по константе взаимодействия [при этом все вакуумные вклады, пропорциональные $\langle 0 | S | 0 \rangle$, факторизуются и сокращаются со знаменателем в (3)]. Такие Г. ф. наз. полными функциями Грина.

Важными величинами являются также т. н. связи и сильносвязные (или одночастично неприводимые) Г. ф., представляющие собой сумму соответственно связных и сильносвязных диаграмм Фейнмана. Пример сильносвязной Г. ф. — *вершинная часть*. Связные и сильносвязные Г. ф. входят в систему *Дайсона уравнений*.

Полные Г. ф. могут быть также определены через *функциональный интеграл*; такое определение особенно полезно при квантовании калибровочных полей.

Лит.: Ахисезер А. И., Верестецкий В. В., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширнов Д. В., Квантовые поля, М., 1980.

Д. И. Колосов

ГРИНА ФУНКЦИЯ в статистической физике — обобщение временной корреляц. ф-ции, тесно связанное с вычислением наблюдаемых физ. величин для квантовой системы n и. частиц. Применение Г. ф. связано с тем, что для нахождения важных характеристик системы n и. частиц нужно знать не детальное поведение каждой частицы, а только усредненное поведение одной или двух частиц под действием остальных, для описания к-рого можно ввести Г. ф.

Г. ф. (западающие и опережающие) определяют как ср. значения коммутаторов или антикоммутаторов двух операторов в *Гейзенберга представлениях*:

$$G^{\text{ret}}(t-t') = \theta(t-t') (\i\hbar)^{-1} \langle [A(t), B(t')] \rangle,$$

$$G^{\text{adv}}(t-t') = -\theta(t'-t) (\i\hbar)^{-1} \langle [A(t), B(t')] \rangle,$$

где $\theta(t) = 1$ при $t > 0$ и $\theta(t) = 0$ при $t < 0$, $\langle \dots \rangle$ — усреднение по *большому каноническому распределению Гиббса*, $[A, B] = AB - \eta BA$, где $\eta = \pm 1$. Значение η выбирается на соображении удобства: если A, B — бозе-операторы, то обычно выбирают $\eta = 1$, для ферми-операторов $\eta = -1$. Представление Гейзенберга вводит при помощи оператора $\mathcal{H} = H - \mu N$, где H — оператор Гамильтона системы n и. частиц, μ — хим. потенциал, N — оператор полного числа частиц. Используют также причинные Г. ф.

$$G^c(t-t') = (\i\hbar)^{-1} \langle \hat{T} A(t) B(t') \rangle,$$

где \hat{T} — символ хронологич. унорядочения операторов, расположенного стоящие после него операторы слева направо в порядке убывания времени и меняющего знак на обратный при нечетном числе ферми-операторов:

$$\hat{T} A(t) B(t') = \theta(t-t') A(t) B(t') + \eta \theta(t'-t) B(t') A(t).$$

Г. ф. в статистич. физике наз. также двухвременными температурными Г. ф., они отличаются от Г. ф., применяемых в квантовой теории поля, лишь способом усреднения: вместо усреднения по нижнему, вакуумному состоянию производят усреднение по большому канонич. ансамблю Гиббса.

Западающие Г. ф. имеют простой физ. смысл, они определяют реакцию системы на включение δ -образного возмущения $B\delta(t-t')$ и дают изменение ср. значения A к моменту t : $\Delta A(t) = \langle \Delta \rangle + G^{\text{ret}}(t-t')$. Причинные Г. ф. не имеют столь простого физ. смысла, но они тесно связаны с теорией возмущений при нулевой темп-ре, т. е. с вычислением энергии осн. состояния системы. Наб. тесно связаны с теорией возмущений при отличной от нуля темп-ре T (т. е. с *термодинамической теорией возмущений*) температурные, введенные Т. Матсубарой (Т. Matsubara, 1955), Г. ф., к-рые отличаются от причинных Г. ф. тем, что операторы берутся не в обычном представлении Гейзенберга, а в представлении, зависящем от нек-рого мнимого «времени» $-it$, изменяющегося в интервале от $-i/kT$ до нуля:

$$\psi(x, \tau) = e^{i\mathcal{H}\tau} \psi(x) e^{-i\mathcal{H}\tau}, \quad \bar{\psi}(x, \tau) = e^{i\mathcal{H}\tau} \bar{\psi}(x) e^{-i\mathcal{H}\tau},$$

где $\psi(x)$, $\bar{\psi}(x)$ — операторы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям Бозе — *Дирака статистики* или Ферми — *Дирака статистики*.

Для таких Г. ф. можно построить диаграммную технику при конечных темп-рах, аналогичную диаграммной технике квантовой теории поля. Все осн. понятия диаграммной техники (собственно энергетич. части, верхинные ф-ции) можно перенести на случай ненулевой темп-ры.

Г. ф. удовлетворяют цепочке зацепляющихся ур-ний, к-рые получаются при дифференцировании Г. ф. по времени (или параметру τ). Вводя для Г. ф. G^{adv} , G^{ret} , G^c одинаковые обозначения $G(t-t') = \langle A(t) B(t') \rangle$, получим

$$\i\hbar \partial G(t-t') / \partial t = \langle [A, B] \rangle \delta(t-t') + \langle A(t) \mathcal{H} B(t') - \mathcal{H} A(t) B(t') \rangle.$$

Это ур-ние выражает исходные Г. ф. через Г. ф. более высокого порядка, для к-рых можно получить подобные ур-ния, и т. д. Ур-ния такого типа одинаковы для западающих, опережающих и причинных Г. ф., следовательно, их надо дополнить граничными условиями, используя спектральные представления. Временные коррелиц. ф-ции удовлетворяют таким же ур-ниям, но без члена с δ -функцией, поэтому Г. ф. описывают влияние на коррелиции мгновенных возмущений. Очевидные их аналогии с Г. ф., к-рые применяют при решении краевых задач матем. физики, описывающих влияние δ -образного возмущения на решение линейных дифференц. ур-ний.

Ур-ния для Г. ф. являются точными, поэтому решение этой цепочки в общем случае чрезвычайно сложно. Однако, если в системе есть малые параметры (малая плотность или малое взаимодействие), оказывается возможным выразить высшие Г. ф. через низшие и «разрешить цепочку для Г. ф., получив из них замкнутую систему ур-ний. Обычно это делается либо с помощью диаграммной техники, либо с помощью к.-л. аппроксимаций, напр. приближения случайных фаз.

Для временных коррелиц. ф-ций удобны спектральные представления:

$$\langle B(t') A(t) \rangle = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} I_{BA}(\omega) \exp[i\omega(t'-t)] d\omega,$$

где $I_{BA}(\omega)$ — спектральная плотность временных коррелиц. ф-ций. Отсюда можно получить спектральные представления для Г. ф. и построить также единую аналитич. ф-цию в комплексной плоскости ω , к-рая в верхней полуплоскости совпадает с западающей Г. ф., а в нижней — с опережающей. Такая Г. ф. очень удобна для приложений, с её помощью можно найти спектральную плотность временных коррелиц. ф-ций $I_{BA}(\omega)$ через скачок Г. ф. на действит. оси: $G(\omega + i\epsilon) - G(\omega - i\epsilon) = (\i\hbar)^{-1} (e^{\beta\hbar\omega kT} - 1) I_{BA}(\omega)$, $\epsilon \rightarrow 0$.

Спектральные представления для температурных Г. ф. можно получить, если продолжить их периодически на все значения t вне интервала $(0, \beta = 1/kT)$ и разложить в ряд Фурье $G(\tau) = kT \sum_n e^{-i\omega_n \tau} G(\omega_n)$,

где $G(\omega_n) = (1/2) \int_{-\beta}^{\beta} e^{i\omega_n \tau} G(\tau) d\tau$, $\omega_n = (2n+1)\pi/\beta$ для ферми-частиц и $\omega_n = 2n\pi/\beta$ для бозе-частиц. Фурье-компоненты $G(\omega_n)$ определены лишь для дискретных ω_n , но их можно аналитически продолжить на все ω и получить тем самым временные коррелиц. ф-ции.

Особенно важны одночастичные Г. ф. в к-рых $A = \psi(x)$, $B = \psi^+(x')$; вещественная и мнимая части полюса этих Г. ф. в комплексной плоскости ω определяют спектр и затухание элементарных возбуждений системы n и. частиц. Ур-ния движения для одночастичных Г. ф. связывают их с двухчастичными Г. ф., в к-рых $A = \psi(x_1) \psi(x_2)$, $B = \psi(x_1) \psi^+(x_2)$. Эти Г. ф. применяются в теории неравновесных процессов. Г. ф. используют также в статистич. механике классич. систем. В этом случае надо заменить квантовые скобки Пуассона на классические $\{A, B\}$, а представление Гейзенберга — на $A(t) = e^{iLt} A$, где оператор Лиувилля L определяется равенством $iL A = \{A, \mathcal{H}\}$.

Г. ф. удобны в статистич. физике равновесных систем для вычисления термодинамич. ф-ций и спектров элементарных возбуждений. Они находят применение также и в теории необратимых процессов, т. к. *Грина — Кубо формулы* для кинетич. коэф. можно выразить через Г. ф.

Лит.: Зубарев Д. Н., Двухвременные функции Грина в статистической физике, «УФН», 1960, т. 71, с. 71; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, 1962; Тьялбюк С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; Маттук Р.-Д., Фейнмановские

диаграммы в проблеме многих тел, пер. с англ., М., 1969; В оло д о в а Н. Н. Мат. С о в е т с к и е в о з р а ж д е н и я к в о с т а н о в л е н и ю в о п р о с о с т а т и с т и ч е с к о й м е х а н и к и, М., 1975; Л и ф ш и ц Е. М., Л и т а в е с к и й Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. Д. Н. Зубарев.

ГРИНА — КУБО ФОРМУЛЫ — выражают кинетические коэффициенты линейных диссипативных процессов (диффузии, вязкости, теплопроводности) через временные корреляционные функции потоков (вещества, импульса, тепла). Установлены в 1952—54 М. Грином (М. Гресп) с помощью теории марковских процессов и в 1957 Р. Кубо (R. Kubo) с помощью теории реакции статистич. системы на внеш. возмущения. Г.—К. ф. применимы к газам, жидкостям и твердым телам как для классич., так и для квантовых систем и являются одним из наиб. важных результатов статистич. теории необратимых процессов.

Коэф. самодиффузии D , теплопроводности λ , сдвиговой вязкости η , объемной вязкости ζ равны

$$D = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} m_1^{-2} \int_0^{\infty} e^{-\epsilon t} \langle p_1^x p_1^x(t) \rangle dt,$$

$$\lambda = \lim_{\epsilon \rightarrow 0, V \rightarrow \infty} (VkT)^{-1} \int_0^{\infty} e^{-\epsilon t} \langle J_Q^x J_Q^x(t) \rangle dt,$$

$$\eta = \lim_{\epsilon \rightarrow 0, V \rightarrow \infty} (VkT)^{-1} \int_0^{\infty} e^{-\epsilon t} \langle \pi^{xy} \pi^{xy}(t) \rangle dt,$$

$$\zeta = \lim_{\epsilon \rightarrow 0, V \rightarrow \infty} (VkT)^{-1} \int_0^{\infty} e^{-\epsilon t} \langle (I - \mathcal{P}) \pi^{xx} \pi^{xx}(t) \rangle dt,$$

где T — абс. темп-ра, t — время, V — объем, p_i^x — x -компонента импульса i -й частицы, J_Q^x — компонента потока тепла, π^{xy} , π^{xx} — компоненты тензора потока полного импульса, $\mathcal{P} \pi^{xx} = \langle \pi^{xx} \rangle$, $(H - \langle H \rangle) \otimes \langle \pi^{xx} \rangle / \partial \langle N \rangle + \langle N - \langle N \rangle \rangle \otimes \langle \pi^{xx} \rangle$, $\partial \langle N \rangle$, H — гамильтониан системы, N — полное число частиц. Предельный переход $\epsilon \rightarrow +0$ совершается после вычисления предела $V \rightarrow \infty$.

Потоки тепла и импульса являются динамич. переменными, зависящими от координат и импульсов всех частиц системы, изменяющихся согласно ур-ниям движения, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по равновесному распределению Гиббса. В квантовом случае в Г.—К. ф. надо заменить t на $t - i$ т и выполнить интегрирование по параметру t в пределах от 0 до $1/kT$.

Общий характер Г.—К. ф. связан с тем, что для всех макроскопич. систем при малых отклонениях от статистич. равновесия устанавливаются квазиравновесная ф-ция распределения, подобная ф-ции распределения Гиббса, параметры к-рой (темп-ра, хим. потенциал и др.) зависят от координат и времени. Решение ур-ния Лиувилля даёт в первом приближении поправку к квазиравновесной ф-ции распределения, пропорциональную градиентам темп-ры и хим. потенциала с коэф. к-рые можно записать в виде Г.—К. ф. Т. о., Г.—К. ф. дают микроскопич. выражения для кинетич. коэф. Частным случаем Г.—К. ф. являются *Кубо формулы*, к-рые выражают реакцию неравновесных ср. ф-ца, величин через запаздывающую *Грина функцию*, связывающие изменения наблюдаемых величин с вызывающим их внеш. возмущением. Иногда Г.—К. ф. назв. ф-лами Кубо.

Лит.: Вопросы квантовой теории необратимых процессов, пер. с англ., М., 1961; Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962; З у б а р е в Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1974; Ф о р с т е р Д. К. Киродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980. Д. Н. Зубарев.

ГРОМКОГОВОРИТЕЛЬ — электроакустический преобразователь (излучатель) для громкого воспроизведения речи, музыки и т. н., преобразующий электрич. сигналы звуковой частоты в акустические. Наиб. совершенные образцы воспроизводят диапазон частот

20—20000 Гц с неравномерностью амплитудно-частотной характеристики не более 2—4 дБ и нелинейными искажениями, не превосходящими 1—2%. Г. простейшей конструкции воспроизводит диапазон частот 300—3000 Гц, их амплитудно-частотные характеристики имеют неравномерность 16—20 дБ, велинейные искажения достигают 15—20%. Недостаток Г.—низкий кпд (~3%), хотя в наилучших изделиях он доходит до 30%. Всякий Г. состоит из ал.-механич. системы, преобразующей электрич. колебания звуковой частоты в механич. колебания диафрагмы, и механоакустич. системы, обеспечивающей эффективное излучение звука колеблющейся диафрагмой. Создание единого качественного Г., перекрывающего весь частотный диапазон передаваемого звукового спектра, практически невозможно, поэтому наряду с широкополосными Г. получили распространение многополосные (обычно двух- или трёх-полосные) системы, в к-рых спектр воспроизводимых частот распределяется между отд. излучателями, каждый из к-рых работает в более узком диапазоне.

Г. подразделяют на ал.-динамические, ал.-статические, пневматические, ионные. Наиб. распространенные (до 99%) Г. ал.-динамич. типа, в к-рых вынужденные колебания диафрагмы (диффузора) обусловлены взаимодействием перем. тока в проводнике (в связанной с диафрагмой катушке) и пост. магн. поля. В ал.-статич. Г. колебания вызываются кулоновыми силами между обкладками конденсатора, к к-рым подводится перем. напряжение. Такие Г. обладают весьма высокими показателями, особенно как ВЧ-излучатели многополосных систем, поэтому они применяются иногда для излучения самых высоких частот (10—20 кГц). В пневматич. Г. звуковое поле создается путём модуляции воздушного потока от компрессора. Г. этого типа могут быть очень мощными, но качество худшее и велик уровень шума, обусловленного турбулентностью модулируемого воздушного потока. Их применяют, когда требуется очень большая мощность, напр. в устройствах НВО, судовых устройствах, для создания звуковых плей высокой интенсивности и т. п. В юнковых Г. используется коронный ВЧ-разряд в воздухе. Разрядник располагается в горле унзора, и к нему подводится модулированное по амплитуде сигналом звуковой частоты высокочастотное электрич. напряжение. Акустич. сигнал возникает вследствие изменения темп-ры и объема газа в разряднике и излучается через рупор в окружающее пространство. Ионные Г., в принципе, могут обеспечить высокое качество, однако они технологически сложны, дороги и пока распространения не получили.

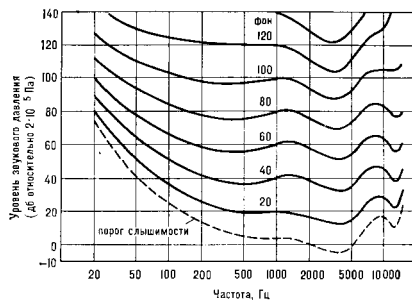
По акустич. оформлению различают Г. прямого излучения, в к-рых диафрагма (диффузор) излучает звук непосредственно в окружающее пространство, и рупорные, в к-рых диафрагма нагружается на рупор, обеспечивающий лучшее согласование её импеданса акустического с импедансом окружающей среды и формирующий требуемую направленность. Для устранения эффекта противозонального излучения задней поверхности диафрагмы Г. прямого излучения используются спец. излучатели («закрытые системы»), инверторы фазы и спец. массивные излучатели. Такие Г. применяются как широкополосные излучатели или как НЧ-излучатели многополосных систем. По сравнению с Г. прямого излучения рупорные Г. обладают более высоким кпд, но и большим габаритом.

Лит.: Сапожников М. А., Электроакустика, М., 1978; И о ф е в В. К., К о р о л ь к о в В. Г., С а л о ж к о в М. А., Справочник по акустике, М., 1979; В а к и т о в Я. Ш., Теоретические основы электроакустики и электроакустическая аппаратура, М., 1982. Е. Г. Великин.

ГРОМКОСТЬ ЗВУКА — субъективное качество звукового ощущения, позволяющее располагать все звуки по шкале от тихих до громких. Г. з. зависит как от интенсивности звука, но также и от распределения энергии по шкале частот. Единицу Г. з. сош определяют как громкость тона с частотой 1 кГц и уровнем звукового давления 40 дБ (относительно $2 \cdot 10^{-5}$ Па).

Измерение громкости произвольного звука основано на способности человека устанавливать равенство громкости двух звуков или их отношение (по сколько раз один звук громче другого). Для чистых тонов Г. з. зависит от уровня звукового давления p по закону $G = k(p - p_0)^2$, где p_0 — порог слышимости, k — постоянная, зависящая от частоты звука, его длительности и индивидуальных особенностей слушателя; величина k зависит от p и при $p_0 < p < 30$ дБ $k > 2$, при 30 дБ $< p < 60$ дБ $k \approx 1$, при $p > 60$ дБ $k \approx 0,5$. В определенных пределах при одинаковых частоте и интенсивности двух звуков более короткий кажется менее громким (явление временной суммации громкости). Постоянная времени такой суммации прибл. равна 10 мс. Вблизи порога слышимости она больше, чем при высоких уровнях звукового давления.

В практике, задачах Г. з. принято характеризовать уровнем Г. з., измеряемым в фонах. Уровень Г. з. тона 1 кГц в фонах численно равен уровню звукового давления в дБ. Для произвольного звука уровень Г. з. определяется подбором равногромкого тона 1 кГц с



Зависимость уровня звукового давления чистых тонов от частоты при заданной громкости. Каждая кривая объединяет тоны всех частот, одинаковые по громкости для слушателей в возрасте 18–20 лет с нормальным слухом (первые варианты по рекомендациям Международной организации стандартов, принятых и в СССР).

известным уровнем громкости. Для оценки уровня Г. з. синусоидальных тонов, закопанных шумов и нек-рых созвучий удобно пользоваться кривыми равной громкости, принятыми междунар. стандартом (рис.). Кривые равной громкости используются при построении шумомеров, предназначенных для измерения уровня громкости шумов.

Лит.: Дивьер Э., Фельдкеллер Р., Ухо как приёмник информации, пер. с нем., 2 изд., М., 1971.

ГРУППА — множество, на к-ром определена операция, наа. умножением и удовлетворяющая спец. условиям (групповым аксиомам): в Г. существует единственный элемент; для каждого элемента Г. существует обратный; операция умножения ассоциативна. Понятие Г. возникло как обобщение при рассмотрении конкретных групп преобразований и взаимно однозначных отображений разл. множеств на себя). Для преобразований роль умножения играет композиция преобразований, т. е. последоват. выполнение сначала одного из них, а потом второго. Такая операция по определению ассоциативна. Роль единицы играет тождественное преобразование. Любую Г. можно реализовать как Г. преобразований, сохранив при этом внутр. алгебраич. структуру.

Понятие Г. зародилось в кон. 18 — нач. 19 вв. независимо в трёх областях математики: в теории алгебраич. ур-ний [Ж. Лагранж (J. Lagrange), А. Ван-

дермоид (A. Vandermonde), Н. Абель (N. Abel), Э. Галуа (E. Galois), геометрии [А. Мёбиус (A. Möbius), А. Кэли (A. Cayley)] и теории чисел [Л. Эйлер (L. Euler), К. Гаусс (C. Gauss)]. В заключительный виде понятие Г. оформилось в кон. 19 — нач. 20 вв. [К. Жордан (C. Jordan), Ф. Клейн (F. Klein), С. Лиэ (S. Lie), Г. Вейль (H. Weyl)].

Б. ч. приложений теории Г. связаны с тем, что в терминах Г. естественно выражается свойство симметрии той или иной физ. системы или её матем. модели (напр., геом. фигуры). Система обладает симметрией, если её свойства остаются инвариантными (неизменяемыми) при нек-ром преобразовании её элементов. Г. преобразований, оставляющих свойства системы инвариантными, наз. группой симметрии. Напр., Г. симметрии равноостероного треугольника содержит повороты вокруг его центра на углы, кратные 120°, и отражения относительно осей, каждая из к-рых проходит через центр и одну из вершин. Практически важный пример — непрерывные симметрии, с к-рыми в физике связаны сохранения законов (см. Петер теорема, Симметрия законов физики).

Первые применения теории Г. в физике были связаны с выделением геом. элементов симметрии. Так, в 1890 Е. С. Фёдоров нашёл все возможные Г. симметрии кристаллов (кристаллографические, или фёдоровские Г.). Квантовомеханич. теория атома водорода, построенная в 20-х гг., существенно опиралась на тот факт, что атом водорода обладает центр. симметрией, т. е. его свойства инвариантны относительно группы вращений (см. Вращен. группа). Понимание таких характеристик асимметричных частей, как масса и спин, было достигнуто в рамках теоретико-группового подхода [Ю. И. Вигнер (E. P. Wigner), 1939], когда стало понятно, что симметрии релятивистской элементарной частицы описываются Г. движений пространственно-временн., в к-ром она распространяется (Пункаре группа).

В нач. 50-х гг. было введено понятие *внутренней симметрии*, связанной не со структурной пространственно-временн., а с нек-рыми свойствами взаимодействия (*изотопическая инвариантность, унитарная симметрия*). В 60-х гг. развилась теория *калибровочных полей*, или *Янга — Миллса полей*, где тл. роль играет Г. калибровочных преобразований, к-рая получается, если преобразования из Г. внутр. симметрии соотносить в разных точках независимо друг от друга. Развитие теории калибровочных полей повысило интерес физиков к совр. теории Г. Групповые методы существуют также в теории *перенормировок* (см. Ренормализационная группа).

Теоретико-групповые методы применяются в спектроскопии атомов и молекул (см. Симметрия молекулы, Перестановоч. группа), ядерной физике, квантовой теории поля, квантовой механике, физике твёрдого тела, теории ур-ний матем. физики. В приложениях используют тл. обр. теорию *представлений групп*, т. е. реализаций Г. преобразованиями линейного пространства. Эта теория позволяет извлекать количеств. следствия из одного лишь факта, что физ. система обладает той или иной симметрией.

Основные определения. Операция умножения в группе G каждой (упорядоченной) паре элементов g, g' ставит в соответствие третий элемент $g \cdot g'$, наз. их произведением в Г. Эта операция должна удовлетворять групповым аксиомам: 1) она ассоциативна, $g(g'g'') = (gg')g''$; 2) существует элемент e , наз. групповой единицей и e , умножение на к-рую ничего не меняет, $ge = eg = g$; 3) для любого элемента g существует обратный элемент g^{-1} , к-рый при умножении на g даёт единицу, $gg^{-1} = g^{-1}g = e$. Умножение в Г., вообще говоря, не перестановочно, $gg' \neq g'g$. Г., для к-ром умножение перестановочно (коммутативно), наз. коммутативными или абелевыми. В тех Г. групповая операция часто наа. не умножением,

а сложением, вместо gg' используем обозначение $g+g'$, а элемент e наз. нулем.

С точки зрения групповой структуры, природа элементов G несущественна. G задана, если любым элементом описаны все её элементы и определена групповая операция над ними. Напр., в конечной G (содержащей конечное число элементов, наз. порядком G) групповую операцию можно задать с помощью табл. умножения. В приложениях G возникает обычно в некой конкретной реализации, её элементами могут быть, напр., числа, матрицы, операторы и т. д. При этом групповую операцию можно задавать как сложение или умножение чисел, умножение матриц или операторов и т. п. Наиб. распространение имеет реализация элементов G как преобразований n -мерного пространства, т. е. взаимно однозначных отображений разл. множеств на себя, $g: X \rightarrow X$. Групповой операцией в этом случае является композиция отображений, $(gg')(x) = g(g'(x))$, такое определение гарантирует ассоциативность умножения.

Часто группу G задают как G всех преобразований данного множества X , сохраняющих некую матем. структуру, введённую на этом множестве. Так, если X — конечное множество (без какой бы то ни было дополнительной структуры), то G состоит из всех перестановок точек X ; если X — векторное пространство, то G — совокупность всех линейных невырожденных преобразований X ; если X — евклидово (соответственно комплексное гильбертово) пространство, то G — совокупность ортогональных (соответственно унитарных) преобразований; если X — гладкое многообразие (точки k -рого в каждой достаточно малой окрестности задаются координатами, а переход от одной системы координат к другой описывается гладкими φ -функциями), то G — совокупность всех диффеоморфизмов (взаимно однозначных преобразований, описываемых гладкими φ -функциями в любой системе координат).

Подмножество K в группе G наз. подгруппой, если оно само является G . относительно той же групповой операции. Подмножество gK , состоящее из элементов вида gk , где $k \in K$, наз. левым смежным классом gK . $g'K$ либо не имеют ни одного общего элемента, либо полностью совпадают (последнее имеет место при $g' \in gK$). Т. о., группа G разбивается на непересекающиеся смежные классы. Можно рассматривать смежные классы как элементы некого нового множества. Оно наз. фактор-пространством G . G по подгруппе K и обозначается G/K . Аналогично можно ввести и правые смежные классы Kg , к-рые также осуществляют (вообще говоря, другое) разбиение G . Множество правых классов также наз. фактор-пространством и обозначается $K \backslash G$.

Подгруппа $K \subset G$ наз. инвариантной подгруппой (или нормальной делителем G), если для любого $g \in G$ имеет место $gKg^{-1} = K$ (т. е. $gkg^{-1} \in K$, козь скоро $k \in K$). В случае инвариантной подгруппы правые смежные классы совпадают с левыми, $Kg = gK$. В этом случае умножение на G естеств. образом определяет умножение смежных классов: $(gK)(g'K) = (gg')K$, так что фактор-пространство G/K превращается в G . Эта G наз. фактор-группой G по K . Напр., в группе Пуанкаре P выделяют две подгруппы: G — трансляции T и Лоренца группа L . Подгруппа T инвариантна и P . Фактор-группа P/T изоморфна L (об изоморфизме см. ниже). Примером инвариантной подгруппы является центр группы G , т. е. множество элементов, каждый из к-рых коммутирует со всеми остальными элементами G .

Оботражение $\varphi: G_1 \rightarrow G_2$ одной G на другую наз. изоморфизмом, если это отображение взаимно однозначно и согласовано с групповым умножением в обеих G , т. е. если $\varphi(gg') = \varphi(g)\varphi(g')$ для любых $g, g' \in G_1$. В этом случае G_1 и G_2 наз. изоморфными, что обозначают $G_1 \cong G_2$ или $G_1 = G_2$. Изоморфизм

G на ту же самую G (на себя) наз. автоморфизмом. Изоморфные G не отличаются с точки зрения своей внутр. групповой структуры. Когда говорят об абстрактной G , имеют в виду, что G задана с точностью до изоморфизма (т. е. задан на самом деле лишь класс изоморфных друг другу G). Наоборот, конкретная реализация G означает выбор одной определённой G из класса изоморфных. Напр., G \mathbb{R} всех веществ. чисел со сложением в качестве групповой операции изоморфна G \mathbb{R}_+ положит. чисел с умножением в качестве групповой операции (изоморфизм в одном направлении осуществляется операцией \exp , в обратном — операцией \ln). Можно считать, что \mathbb{R} и \mathbb{R}_+ — это разные реализации одной и той же абстрактной G . Ещё одной реализацией той же G является G сдвигов (трансляций) веществ. прямой. Точно так же разл. реализации одной и той же абстрактной G являются окружности (со сложением углов в качестве групповой операции), G движений окружности, G вращений плоскости и G всех комплексных чисел, по модулю равных единице (с умножением в качестве групповой операции). Соответствующую абстрактную G часто обозначают через T или T^1 (одномерный тор, т. е. окружность).

Более общим, чем изоморфизм, является понятие гомоморфизма G . Отображение $\varphi: G_1 \rightarrow G_2$ одной G в другую наз. гомоморфизмом, если оно согласовано с групповым умножением в обеих G . В этом случае не требуется, чтобы образ отображения $\varphi(G_1)$ совпадал с группой G_2 . Он может быть подгруппой в G_2 . Не требуется и взаимной однозначности отображения, так что одному элементу в $\varphi(G_1)$ может соответствовать более чем один прообраз в G_1 . Множество прообразов единицы, $\varphi^{-1}(e_2)$, образует в G_1 инвариантную подгруппу, наз. ядром гомоморфизма φ . Фактор-группа $G_1/\varphi^{-1}(e_2)$ изоморфна группе $\varphi(G_1)$.

Если G' — группа линейных преобразований (вырожденных операторов) в некоем линейном пространстве L , то гомоморфизм $\varphi: G \rightarrow G'$ наз. представлением группы G (точнее, линейным представлением). Т. о., линейное представление каждому элементу g группы G ставит в соответствие невырожденный линейный оператор $U(g)$, причём произведению элементов G соответствует произведение операторов, $U(g_1g_2) = U(g_1)U(g_2)$.

В более общем случае, когда G' — G преобразований множества X любой природы, говорят, что гомоморфизм $\varphi: G \rightarrow G'$ определяет действие группы G на X (иногда такой гомоморфизм наз. нелинейным представлением или группой). Вместо $\varphi(g)x$ результат действия элемента g на точку x обозначают иногда gx .

Пространство X , на к-ром задано действие группы G , наз. G -пространством. Если G действует транзитивно, т. е. для любой пары точек $x, x' \in X$ найдётся элемент группы g , переводящий одну из этих точек в другую, $x' = gx$, то X наз. однородным пространством. Фактор-пространство всегда является однородным пространством. Напр., группа Лоренца L не является инвариантной подгруппой в группе Пуанкаре P , поэтому фактор-пространство P/L является однородным пространством, но не фактор-группой. Любое G -пространство представляется в виде объединения непересекающихся подпространств, в каждом на к-рых G действует транзитивно. Эти подпространства наз. областями транзитивности или орбитами группы. Стационарной подгруппой (стабилизатором) некой точки $x_0 \in X$ наз. множество элементов G , оставляющих эту точку на месте.

Прямым произведением групп G_1 и G_2 наз. множество нар (g_1, g_2) , где $g_1 \in G_1, g_2 \in G_2$, с определённой на этом множестве операцией умножения $(g_1, g_2)(k_1, k_2) = (g_1k_1, g_2k_2)$. Т. о., прямое произведение G также является G , к-рая обозначается $G_1 \otimes G_2$

или $G_1 \times G_2$. Если G -сомножители совпадают, то используется обозначение \otimes . $\otimes G = G^n$. Если G -сомножители коммутативны, то их прямое произведение — также коммутативная G . В этом случае иногда вместо термина «прямое произведение» употребляют термин «прямая сумма» и вводят обозначение $G_1 \oplus G_2$ или $G_1 + G_2$.

Топологические типы групп. Обычно встречающиеся на практике G являются топологич. группами. Это значит, что для элементов G определено понятие предельного перехода, причём операция умножения и переход к обратному элементу непрерывны (т. е., если $g_n \rightarrow g$ и $g_n^{-1} \rightarrow g^{-1}$ при $n \rightarrow \infty$, то $g_n g_n^{-1} \rightarrow g g^{-1}$ и $g_n^{-1} \rightarrow g^{-1}$). С точки зрения топологии выделяются след. типы G .

1. **Дискретные группы.** Это G с тривиальной топологией: последовательность $\{g_n\}$ сходится только тогда, когда она стабилизируется, т. е. все её элементы, начиная с нек-рого, равны, $g_n = g_{n+1} = \dots$. Дискретными являются, напр., все конечные G и кристаллографич. G (G симметрии кристаллич. решёток).

2. **Компактные группы.** Это G , в k -рых из каждой последовательности $\{g_n\}$ можно выделить сходящуюся последовательность. Компактные G имеют «конечный объём». Более точно, и в аналитич. и в метрич. G конечна в том и только в том случае, если G компактна (мера на G наз. инвариантной, если меры множеств B и gB равны для любого подмножества $B \subset G$ и элемента $g \in G$). Среди дискретных G компактными являются только конечные G . Примеры компактных G : G вращений окружности и сферы (и вообще G движений компакты многообразий), G унитарных преобразований в конечномерном гильбертовом пространстве $U(n)$ и O ортогональных преобразований в конечномерном евклидовом пространстве $O(n)$.

3. **Локально компактные группы.** Это такие G , в k -рых каждый элемент обладает компактной окрестностью. Этот класс G очень широк: он содержит все дискретные и все компактные G , а также все конечномерные группы Ли (см. ниже). Характеристическим свойством локально компактной G является наличие инвариантной меры на ней (т. н. мера Хаара). К классу локально компактных относится большая часть G , используемых в физике.

4. **Группы Ли и (ГЛ)** отличаются тем, что их элементы можно охарактеризовать конечным набором числовых параметров, т. е. на G можно ввести систему координат (см. ниже).

5. **Бесконечномерные группы Ли** являются обобщением ГЛ. Элементы таких G характеризуются заданием бесконечного набора числовых параметров (или нек-рого количества ф-ций). В физике используют в осн. G линейных операторов в бесконечномерных линейных пространствах, G диффеоморфизмов гладких многообразий и G калибровочных преобразований. Теория таких G разработана в гораздо меньшей степени, чем теория обычных (конечномерных) ГЛ. Большинство результатов здесь носит отрицат. характер: эти G не являются локально компактными, на них не существует инвариантного интеграла, они могут не иметь никакой системы унитарных представлений.

Алгебраические типы групп. С точки зрения алгебраич. (грунтовой) структуры среди всех G выделяют след. типы.

1. **Коммутативные (абелевы) группы.** Это G , для k -рых любые два элемента перестановочны: $g g' = g' g$. Простейшими дискретными коммутативными G являются G целых чисел \mathbb{Z} (грунтовая операция — сложение) и G \mathbb{Z}_n вычетов по модулю n (она получается из \mathbb{Z} , если элементом G считать класс целых чисел, отличающихся друг от друга на числа, кратные n). Простейшими непрерывными коммутативными G являются G \mathbb{R} всех веществ, чисел (грунтовая операция — сложение) и G $\mathbb{S}O(2)$ вращений плоскости.

Всякая связанная коммутативная одномерная G изоморфна либо \mathbb{R} , либо \mathbb{T} (связной n — G , любые два элемента k -рой можно соединить непрерывной кривой, целиком принадлежащей G). Всякая связанная коммутативная ГЛ изоморфна прямому произведению таких G , т. е. $\mathbb{R}^n \otimes \mathbb{T}^m$ (\mathbb{T}^m — m -мерный тор). Дискретную G удобно описывать с помощью её образующих x , т. е. таких элементов, что всякий элемент G представляется в виде произведения элементов-образующих. G с одной образующей (и k и l ч е с к а я) — изоморфна либо \mathbb{Z} , либо \mathbb{Z}_n . Любая дискретная коммутативная G с конечным числом образующих является прямым произведением циклич. групп, т. е. изоморфна $\mathbb{Z}^n \otimes \mathbb{Z}_{n_1} \otimes \dots \otimes \mathbb{Z}_{n_s}$ (набор чисел n_1, \dots, n_s не определяется однозначно заданием G). Важными для физики примерами коммутативных G являются G трансляций n -мерного евклидова или псевдоевклидова пространства, изоморфная \mathbb{R}^n и G трансляций n -мерной решётки, изоморфная \mathbb{Z}^n .

2. **Разрешимые группы.** Группа G наз. разрешимой, если в ней есть конечная цепочка вложенных друг в друга подгрупп $G = G_0 \supset G_1 \supset G_2 \supset \dots \supset G_{r-1} \supset G_r = \{e\}$, обладающая свойствами: а) G_{k+1} — инвариантная подгруппа в G_k ; б) фактор-группа G_k/G_{k+1} коммутативна. Изучение разрешимых G в большой степени сводится к изучению коммутативных G . Абелева ГЛ разрешима. Пример разрешимой G — группа движений евклидовой плоскости. Термин «разрешима» отражает роль этих G в теории алгебраич. и дифференц. ур-ний. А именно: алгебраич. ур-ние n -й степени разрешимо в радикалах (соответственно обыкновенное дифференц. ур-ние n -го порядка разрешимо в квадратурах), если и только если его т. п. группа Ли G (соответственно группа Ли — Ритта — Колчина) разрешима.

3. **Нильпотентные группы.** Группа G наз. нильпотентной, если она разрешима и, кроме того, для любого $g \in G$ и любого $g' \in G$ элемент $g g' g^{-1} g'^{-1}$ (наз. коммутатором g и g') лежит в G_{i+1} . Др. словами, все G_i инвариантны в G и группа G_i/G_{i+1} принадлежит центру группы G/G_{i+1} .

4. **Простые группы.** Это класс G , наиб. далёкий от класса коммутативных G . Группа G наз. простой, если она не содержит инвариантных подгрупп, отличных от самой G и единичной подгруппы. Пример простых G являются G $PSU(n)$ простейшей унитарной симметрии. Прямое произведение простых G иногда наз. и полупростой группой (полупростой G характеризуется отсутствием абелевых инвариантных подгрупп). Описание всех простых ГЛ известно (см. Ли алгебра), а описание всех конечных простых G близится к завершению.

5. **Расширения групп.** Пусть в группе G есть инвариантная подгруппа G_0 . Обозначим фактор-группу G/G_0 через G_1 . Говорят, что G является расширением G_1 с помощью G_0 . Предположим, что в каждом смежном классе gG_0 можно выбрать по одному представителю так, чтобы произведение представителей было представителем. Тогда множество представителей образует подгруппу группы G , изоморфную G_1 . В этом случае говорят, что расширение тривиально или что G является полупрямым произведением G_1 над G_0 . Напр., группа Пуанкаре является полупрямым произведением группы Лоренца на G 4-мерных трансляций, а G движений евклидова пространства — полупрямым произведением G вращений на G трансляций. В теории G разработаны методы (когомологии групп), позволяющие описывать все расширения с заданными G_1 и G_0 . Для широкого класса G (напр., для конечных G и для связанных ГЛ) доказано, что каждая из них является расширением полупростой G с помощью разрешимой G . Большинство кристаллографич. G являются нетривиальными расширениями нек-рой конечной G вращений и отражений с

помощью дискретной Г. трансляций. Тривиальными расширениями (полупрямыми произведениями) являются Г. движений евклидовых и псевдоевклидовых пространств, в т. ч. группа Пуанкаре.

Группы Ли. Элементы ГЛ задают конечным набором числовых параметров (координат) так, что групповое умножение и переход к обратному элементу выражаются с помощью гладких (бесконечно дифференцируемых) ф-ций от этих параметров. Число параметров наз. *р* а з м е р н о с т ь ю ГЛ. Параметры могут быть вещественными или комплексными, в соответствии с этим ГЛ наз. *вещественной* или *комплексной* ГЛ. Каждую комплексную ГЛ можно рассматривать как вещественную ГЛ вдвое большей размерности. Примерами ГЛ являются физически важные Г. трансляций, вращений, конформных и унитарных преобразований разных размерностей, группа Лоренца, группа Пуанкаре и т. д. ГЛ в целом может обладать такой топологией, что её невозможно покрыть одной системой координат. Это имеет место даже для такой простой ГЛ, как Г. поворотов плоскости, $SO(2)$. Топологически эта Г. эквивалентна окружности и не может быть гладко отображена на вещественную прямую (ось координат) или к-л. интервал этой прямой.

Потому в общем случае на ГЛ вводят целое семейство систем координат (карт), каждая из них покрывает нек-рую область Г. (координатную окрестность). На пересечении любых двух координатных окрестностей, где имеют смысл сразу две системы координат, переход от одной из них к другой описывается с помощью гладких (бесконечно дифференцируемых) ф-ций. Операция умножения в Г. и переход к обратному элементу в любой системе координат описываются гладкими (бесконечно дифференцируемыми) ф-циями. Скалярное можно сформулировать следующим образом: ГЛ — это группа, к-рая одновременно является гладким *многообразием*, причём групповая структура согласована со структурой многообразия.

Для определения алгебры Ли используются матричной реализацией (линейным представлением) Г.: пусть каждый элемент g группы G представляет собой матрицу (или, что то же, линейный оператор в конечномерном линейном пространстве). Элемент g характеризуется набором числовых параметров (координат на Г.), $g = g(x^1, \dots, x^n)$. Условимся выбирать эти параметры так, чтобы единице Г. соответствовали нулевые значения параметров, $e = g(0, \dots, 0)$. Тогда и в finite-симплексы оператором (генератором) Г. G наз. производная от ф-ции g по одному из параметров, взятая в единице Г.: $X_i = [g, \partial/\partial x^i]_{x=0} = \dots = x^n = e$. Ясно, что генераторы являются матрицами (операторами) той же размерности, что и элементы Г. Оказывается, что коммутатор двух генераторов линейно выражается через генераторы: $[X_i, X_j] = X_i X_j - X_j X_i = \sum_k C_{ij}^k X_k$. Числа C_{ij}^k наз. *структурными*

константами Г. Существенно, что набор структурных констант не зависит от того, какая матричная реализация (представление) Г. выбрана для определения операторов X_i . Поэтому структурные константы характеризуют не конкретное представление, а саму Г. В то же время структурные константы зависят от выбора системы координат вблизи единицы Г. При изменении системы координат структурные константы меняются как *тензор*. Выбором системы координат обычно добавляются, чтобы набор структурных констант был по возможности более простым. Для полупростоты ГЛ можно построить из генераторов скалярных квадратичный оператор C , наз. оператором Казимира: $C = \sum_{p,q} g_{pq}^{-1} X_p X_q$, где $g_{pq} = \sum_{s,t} C_p^s C_q^t$ — метрич. тензор Картана.

Операторы $X_i, i=1, \dots, n$, образуют базис алгебры Ли. Произвольный элемент алгебры является линейной комбинацией базисных элементов, $X = \sum c_i X_i$.

Т. о., алгебра Ли группы Ли G является касательным пространством к многообразию G в точке e .

Можно определить структурные константы и не обращаясь к матричной реализации (линейному представлению) Г. Пусть в нек-рой системе координат закон умножения в ГЛ имеет вид $x^k \cdot x^l = \psi^k(x, x)$, так что $g(x)g(x') = g(x'')$ (здесь одной буквой x обозначен весь набор координат x^1, \dots, x^n). По определению ГЛ, ф-ции $\psi^k(x, x')$ должны быть бесконечно дифференцируемы. Разложение их в ряд Тейлора имеет вид

$$\psi^k(x, x') = x^k + x^l B_l^k x^j + \dots$$

где многообразие обозначат члены более высоких порядков. Тогда величины $C_l^k = B_l^k - B_l^k$ являются структурными константами и определяют соответствующую алгебру Ли. Существуют также способы построения алгебры Ли на ГЛ, не использующие явно систему координат. Для изучения ГЛ важны однопараметрич. подгруппы (т. е. одномерные ГЛ). Параметр t в такой подгруппе выбирают так, чтобы выполнялись равенства $x(0) = e, x(t)x(s) = x(t+s)$. Существует взаимно однозначное соответствие между однопараметрич. подгруппами в ГЛ G и элементами её алгебры Ли \mathfrak{g} : подгруппе $x(t)$ соответствует касательный вектор $x(0)$.

Экспоненциальное отображение в алгебре Ли \mathfrak{g} в ГЛ G определяют так: $\exp X = x(t)$, где $x(t)$ — однопараметрич. подгруппа, соответствующая элементу X . Для матричных ГЛ отображение \exp совпадает с обычной экспонентой: $\exp X = \sum_{k=0}^{\infty} X^k/k!$. Обратное отображение (определённое только в нек-рой окрестности единицы) иногда обозначают \ln . С помощью экспоненциального отображения в ГЛ G определяют координ. систему координат: координатами точки $g = \exp X$ служат коэф. разложения $X = \ln g$ на базис

в алгебре Ли: $X = \sum_{i=1}^n c_i X_i$. Осн. свойство экспоненциального отображения — его *фунctorиальность*, к-рая выражается коммутативной диаграммой:

$$\begin{array}{ccc} G_1 & \xrightarrow{\varphi} & G_2 \\ \exp \uparrow \varphi'(\cdot) \uparrow \exp & & \\ \mathfrak{g}_1 & \xrightarrow{\varphi} & \mathfrak{g}_2 \end{array}$$

где φ — любой гомоморфизм ГЛ G_1 в ГЛ G_2 , а $\varphi'(\cdot)$ — производная отображения в точке e . Это значит, что в канонич. координатах любой гомоморфизм ГЛ записывается линейными ф-циями.

Наиб. важными примерами ГЛ являются Г. $GL(n, \mathbb{R})$ всех невырожденных (обратимых) $n \times n$ матриц с вещественными элементами и Г. $GL(n, \mathbb{C})$ всех невырожденных $n \times n$ матриц с комплексными элементами. Координатами в этих Г. могут служить сами матричные элементы. Поэтому $GL(n, \mathbb{R})$ — это веществ. ГЛ размерности n^2 , а $GL(n, \mathbb{C})$ — комплексная ГЛ размерности n^2 (к-рую можно рассматривать как веществ. ГЛ размерности $2n^2$). Алгеброй Ли группы $GL(n, \mathbb{R})$ [соответственно $GL(n, \mathbb{C})$] являются пространства всех $n \times n$ матриц с вещественными (соответственно комплексными) элементами. Она обозначается через $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{R})$ [соответственно $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{C})$].

В назв. матричных ГЛ отражены свойства их элементов. В общем случае ставят букву L (линейность), унитарность отмечают буквой U , ортогональность — буквой O . Если матрицы имеют единичный определитель (унимодулярны), в назв. Г. ставят букву S . В скобках после названия указывают ранг (число строк) матриц,

образующих G . Если $GL(n, \mathbb{R})$ реализована как подгруппа в $GL(n, \mathbb{R})$ или $GL(n, \mathbb{C})$, то её алгебра Ли \mathfrak{g} является подалгеброй в $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{R})$ или $\mathfrak{gl}(n, \mathbb{C})$. Напр., $G = O(n)$ ортогональных матриц и $G = SO(n)$ ортогональных унитарных матриц имеют одну и ту же алгебру Ли $\mathfrak{so}(n)$, состоящую из всех антисимметричных вещественных матриц; группа $SL(n, \mathbb{R})$ вещественных унитарных матриц соответствует алгебре Ли $\mathfrak{sl}(n, \mathbb{R})$, состоящая из матриц с нулевым следом; группа $U(n)$ унитарных матриц соответствует алгебре Ли $\mathfrak{u}(n)$ антисимметричных матриц (т. е. таких, что $X^+ = -X$).

Тесная связь между GL и алгеброй Ли позволяет свести изучение представлений GL к изучению представлений алгебры Ли. В конечном счёте задача сводится к исследованию представлений генераторов G . Задать такое представление — значит задать ρ матрицу (или в общем случае линейных операторов) X_i , удовлетворяющих коммутат. соотношениям с заданным набором структурных констант. Именно эту методику (и инфинитезимальный подход) обычно используют при изучении представлений GL .

Алгебра Ли характеризует лишь локальные свойства GL , т. е. такие, к-рые можно сформулировать в терминах достаточно малой окрестности единицы. В частности, для определения алгебры Ли достаточно ввести координаты лишь в нек-рой окрестности единицы.

Образование $\mathfrak{G}_1 \rightarrow \mathfrak{G}_2$ одной GL на другую GL наз. изоморфизмом групп GL , если оно взаимно однозначн., согласовано с групповым умножением в каждой G и является глладким (т. е. в любой системе координат выражается глладкими функциями). $GL G_1$ и G_2 в этом случае наз. изоморфными. Две GL наз. локально изоморфными, если изоморфизм определён в нек-рой окрестности единицы (но, вообще говоря, не продолжается на всю G). Локально изоморфные GL имеют одинаковые (изоморфные) алгебры Ли. Обратн., если две GL имеют изоморфные алгебры Ли, то они локально изоморфны.

GL наз. односвязной, если любая замкнутая кривая в этой G может быть непрерывной деформацией стянута в точку. Для любой $GL G$ совокупность G_0 тех её элементов, к-рые можно соединить с единицей непрерывной кривой, образует максимальную связную подгруппу в G , наз. связной компонентой единицы G_0 и единицы G . Подгруппа G_0 инвариантна в G , а фактор-группа G/G_0 дискретна. Напр., для $G = O(n)$ связной компонентой единицы является подгруппа $SO(n)$. Фактор-группа $O(n)/SO(n)$ состоит из двух элементов. Связная $GL G$ является разрезимой (соответственно нильпотентной, почти простой, полупростой), если и только если её алгебра Ли \mathfrak{g} разрезима (соответственно нильпотентна, проста, полупроста).

Среди всех связных GL , локально изоморфных данной G , есть ровно одна односвязная G , наз. универсальной и накрывающей G . Все прочие G , локально изоморфные G , являются фактор-группами \tilde{G} по различным дискретным инвариантным подгруппам, припадающим центру \tilde{G} . Напр., все коммутативные связные GL размерности n локально изоморфны. Односвязной G среди них (универсальной накрывающей для всех них) является R^n — евклидово n -мерное пространство со сложением в качестве групповой операции (или G трансляций этого пространства). Производящая G из этого класса имеет вид R^n/T , где T — нек-рая решётка (дискретная подгруппа) в R^n . Если группа G порождена k линейно независимыми векторами, то R^n/T изоморфна $R^{n-k} \otimes T^k$.

Всякая GL локально изоморфна нек-рой матричной G . Для мн. типов GL это утверждение верно не только локально, но и в целом (глобально). В частности, все разрезимые, все компактные и все комплексные GL допускают глобальную матричную реализацию.

Всякая связная односвязная GL является полупростой произведением связной односвязной полупростой

GL на связную односвязную разрезимую GL . Все полупростые GL полностью описаны (см. Ли алгебра), а классификация разрезимых GL доведена до размерности 6.

Лит.: Дюва в а р с к и й В. Г. Я., Теория групп и её приложения в физике, М., 1988; В и г л и н Е. Теория групп и её приложения в квантовой механике теории атомных спектров, пер. с англ., М., 1961; Х о л д М., Теория групп, пер. с англ., М., 1962; Х а м е р м е ш М., Теория групп и её приложения в физическом проблемат., пер. с англ., М., 1966; Л и х о в с к и й В. Д., Б о а з о в А. А., Группы симметрии и асимптотические частицы, Л., 1983; Э л л и о т Дж., Л о б б е П., Симметрия в физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1983; Р и х т а в е р Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 2, М., 1984; В с я д Ы Г. Теория групп и квантовая механика, пер. с англ., М., 1986.

А. А. Кириллов, М. В. Менский.

ГРУППИРОВАТЕЛЬ (банчер) — устройство, осуществляющее разбиение непрерывного пучка заряд. частиц на отд. густки или усиливающее степень группировки в пучке (сжимающее густки). Обычно это — ВЧ-устройство (резонатор или система резонаторов, волновод), расположенное на траектории пучка и в зависимости от фазы поля в момент прохождения частицы этого устройства замедляющее или ускоряющее частицу так, чтобы на выходе G они собрались в компактные густки. Простейший G , клинотронного типа представляет собой резонатор с малым ускоряющим зазором и принимающий к нему дрейфовый промежуток. Частица, проходящая ускоряющий зазор в момент прохождения напряжения через нуль («средняя» частица), не меняет скорости; частицы, попавшие в зазор позже, приобретают дополнит. скорость и после зазора постепенно нагоняют «среднюю» частицу, а прошедшие в зазор раньше «средней» — замедляются и постепенно приближаются к ней. Движения дрейфового промежутка подстраивается так, чтобы на его конце сближение частиц было максимальным. Наилучшая группировка (при слабых токах) получается при пилообразном изменении напряжения на ускоряющем зазоре.

С. Л. Бурштейн.

ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ в о л н — скорость движения группы или чуга волн, образующих в каждый данный момент времени локализованный в пространстве волновой пакет, огибающая к-рого представляет собой главную в масштабе длины волны λ кривую (рис. 1) (см. Волны). В линейных средах, где соблюдается суперпозиция принципов, его можно рассматривать как набор гармонич. волн с частотами в интервале $\omega_0 - \Delta\omega < \omega < \omega_0 + \Delta\omega$, тем более узком, чем планнее и протяжённее огибающая группы. Длина пакета ΔL и ширина его спектра $\Delta\omega$ ограничены силой соотношением $\Delta L \Delta k \geq 1$, где волновое число k связано с частотой ω дисперсионным соотношением $\omega = \omega(k)$.



Рис. 1. Волновой пакет.

Если среда не обладает дисперсией, то все гармонич. волны распространяются с одной и той же фазовой скоростью, и пакет ведёт себя как строго стационарная волна — его G . совпадает с фазовой скоростью v_ϕ . При наличии дисперсии волны разл. частот распространяются с разными скоростями и форма огибающей искажается. Однако для сигналов с достаточно узким спектром, когда фазовые скорости гармонич. волн, образующих волновой пакет, мало отличаются друг от друга, и на не слишком больших расстояниях, когда форма огибающей приблизительно сохраняется, влияние дисперсии сказывается лишь на скорости перемещения огибающей, к-рая и есть G . С. Поскольку распространение двух синусоидальных волн с близкими частотами $\omega_0 \pm \Delta\omega$ пакета описывается выражениями

$$\sin [\{(\omega_0 + \Delta\omega)t - (k_0 \pm \Delta k)x\}],$$

то скорость их огибающей равна $\Delta\omega/\Delta k$, что в пределе приводит к ф-ле $v_{гр} = \frac{d\omega}{dk} |_{k_0}$. На рис. 2 представлены три последовательных мгновенных снимка сигнала с узким спектром, распространяющегося в среде с дисперсией. Наклон пунктирных прямых, соединяю-

щих точки одинаковой фазы (напр., максимумы), характеризуют фазовую скорость; наклон прямых, соединяющих соответствующие точки обогоняющей (начала и конца сигнала), характеризует Γ . с. сигнала. Если при распространении сигнала максимумы и минимумы движутся быстрее, чем обогоняющая, то это означает, что фазовая скорость данной группы волн превышает её Γ . с.

Рис. 2. Последовательные моменты времени снимки группы волн и моменты времени t_1, t_2, t_3 в случае нормальной дисперсии (а) и в случае аномальной дисперсии (б).



(рис. 2, а). При распространении сигнала в его «хвостовой» части возникают всё новые максимумы, к-рые постепенно перемещаются вперёд, достигают его головной части и там исчезают. Такое положение имеет место в случае т. п. нормальной дисперсии, т. е. в средах, где показатель преломления $n \sim 1/v_{\phi}$ увеличивается с ростом частоты гармоник. волны ($dn/d\omega > 0$). Такую дисперсию наз. также отрицательной, поскольку с ростом k фазовая скорость волны убывает. Примеры сред с нормальной дисперсией — вещества, прозрачные для оптич. волн, водноводя, изотропная плазма и др. Однако в ряде случаев наблюдается аномальная (положительная) дисперсия среды ($dn/d\omega < 0$); в этих случаях Γ . с. сигнала превышает его фазовую скорость $d\omega/dk > \omega/k$. Максимумы и минимумы появляются в передней части сигнала (рис. 2, б), перемещаются назад и исчезают в его хвосте. Аномальная дисперсия характерна для канальных волн на поверхности воды ($v_{гp} = 2v_{\phi}$), для эл.-магн. и акустич. волн в средах с резонансным поглощением, а также при определ. условиях — для волн в неперiod. структурах (кристаллы, атомельные системы и т. п.). При этом возможна даже ситуация, при к-рой Γ . с. направлена противоположно фазовой. Волны, обладающие этим свойством, наз. обратными.

Γ . с. определяет скорость и направление переноса энергии волнами. В анизотропных средах (напр., кристаллах, плазме в пост. магн. поле), где показатели преломления волн зависят от частоты и направления распространения, Γ . с. определится как векторная производная $v_{гp} = d\omega/dk$ и обычно не совпадает по направлению с фазовой скоростью. В средах с сильным поглощением вместо Γ . с. вводят величину, характеризующую скорость переноса энергии $v_{эн} < S' < \langle u \rangle$, где $\langle S \rangle$ — ср. плотность потока энергии, а $\langle u \rangle$ — ср. плотность энергии в волнах. В прозрачных средах величины $v_{эн}$ и $v_{гp}$ совпадают.

Понятие Γ . с. играет важную роль и в физике, и в технике, поскольку все методы измерения скоростей распространения волн, связанные с запаздыванием сигналов (в т. ч. скорости света), дают Γ . с. Она фигурирует при измерении дальности в гидро- и радиолокации, при зондировании ионосферы, в системах управления космич. объектами и т. д. Согласно относительности теории Γ . с. не может превышать скорости распространения света в вакууме, т. е. всегда $v_{гp} < c$.

Лит.: Горелик Г. С., Косебица и Коллинс, 2 изд., М., 1959; Гинзбург В. И., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Крауфорд Ф., Юшны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; Шире Дж., Почти все о волнах, пер. с англ., М., 1976.

М. А. Малаев, Е. В. Суворова.
ГРУППОВОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ — разложение термодинамич. ф-ций неидеального газа по степеням плотности или активности. Частным случаем Γ . р. является *виральное разложение*.

Для давления P и плотности $n = N/V$ неидеального газа с помощью большого канонического распределения

Гиббса получаются групповые разложения по степеням активности:

$$P = kT \sum_{i \geq 1} b_i z^i, \quad n = \sum_{i \geq 1} i b_i z^{i-1},$$

b_i — групповые интегралы, зависящие от тем-ры T (их зависимость от объёма V пренебрегают, что справедливо при достаточно малых плотностях), $z = \Lambda^{-3} \exp(\mu/kT)$ — абс. активность, μ — хим. потенциал, $\Lambda = h(2\pi m kT)^{-1/2}$ — длина волны де Бройля, соответствующая энергии kT , m — масса молекулы. Коэф. b_i имеет смысл статистич. интеграла (или статистич. суммы), отнесённого к единице объёма, для группы i частиц (с чем и связан термин « Γ . р.»). Групповые интегралы b_i для газа с потенц. энергией взаимодействия между молекулами U_{ij} равны

$$b_i = (1/i!) V^i \int \prod_{i < 1} f_{ii} d\tau_i \dots d\tau_i, \quad f_{ii} = \exp(-U_{ii}/kT) - 1,$$

их можно представить при помощи связанных групповых диаграмм.

Исключение z из ур-ний для P и n приводит к Γ . р. для давления по степеням плотности (это можно сделать методами ф-ций комплексного переменного). Коэф. полученного ряда β_i (неприводимые групповые интегралы) выражаются через групповые интегралы b_i . Метод Γ . р. применим также к др. неидеальным системам статистич. физики, в т. ч. к квантовым.

Лит. см. при ст. *Виральное разложение*. Д. Н. Зубарев.

ГРУППОВОЙ СИНХРОНИЗМ — равенство групповых скоростей v_g ($i=1, 2, \dots$) взаимодействующих в нелинейной среде модулированных (квазимонохроматических) волн. Модулированные во времени волны эффективно взаимодействуют на сколь угодно большой длине, если выполнены не только условия *фазового синхронизма* для средних частот волновых пакетов, но и условие Γ . с., означающее на спектральном языке, что фазовый синхронизм должен иметь место для всех спектральных компонент взаимодействующих волн. Однако в диспергирующей нелинейной среде условия Γ . с. в общем случае не выполняются и эффективность нелинейного взаимодействия модулированных волн существенно зависит от различия групповых скоростей, что характеризуется т. н. групповой расстройкой $\delta v_{гp} = 1/v_{g1} - 1/v_{g2}$.

В *нелинейной оптике* Γ . с. может быть реализован лишь в нек-рых случаях, напр. при вынужденном по частоте и неквазилинейном трёхчастотном взаимодействии — генерации второй гармоники (см. *Взаимодействие световых волн*). В практических ситуациях на малых длинах взаимодействия часто можно пренебречь групповой расстройкой, считая, что имеет место Γ . с., т. е. $v_{гp} = 0$. Действительно, если на длине взаимодействия l время группового запаздывания $t_{зап} = l/|v_{гp}| \ll \tau_g$, τ_n (τ_g, τ_n — длительность импульса или характерное время модуляции соответствующей комплексной амплитуды), то групповая расстройка несущественна. Такое нелинейное взаимодействие волн на длинах, меньших характерных длин $l_{сн} = \tau_g/|v_{гp}|$ и $l_{сн} = \tau_n/|v_{гp}|$, наз. квазистатическим; при этом модуляция волн приводит к более эффективному энергообмену между ними, чем взаимодействие монохроматич. волн при одинаковых средних интенсивностях.

В случае $t_{зап} > \tau_g, \tau_n$ групповая расстройка играет принципиальную роль: процесс нелинейного взаимодействия волн становится нестационарным и менее эффективным либо вовсе прекращается (см. *Нестационарные нелинейные оптические явления*). Для кристаллов дигидрофосфата калия (KDP) и ниобата лития ($LiNbO_3$) в случае нелинейного взаимодействия обыкновенной осн. волны ($\lambda = 1,06$ мкм) и необыкновенной волны второй гармоники значение групповой расстройки $v_{гp,2}$ соответственно равно $5,2 \cdot 10^{-12}$ и $1,0 \cdot 10^{-10}$ с/см; для кристаллов KDP при вынужденном взаимодействии на $\lambda = 0,53$ мкм $v_{гp,2} = 2,5 \cdot 10^{-12}$ с/см. Т. о., при преобразо-

ваши частоты лазерных импульсов пико- и субпикосекундной длительности нелинейные оптич. процессы могут быть нестационарными. В случае фемтосекундных световых импульсов при наличии Г. с. эффективность нелинейного процесса может уменьшаться из-за распада импульса, обусловленного дисперсией групповой скорости.

Лит.: Ахманов С. А., Чиркин А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981, с. 466-75. См. также А. С. Чиркин.

ГРЭИ (Гр, Gy) — единица СИ поглощенной дозы ионизирующего излучения, а также и керма. Назв. в честь Л. Гроу (L. Gray). 1 Гр равен таксой дозе излучения, при поглощении к-рой вещество массой 1 кг передается энергия 1 Дж. 1 Гр = 1 Дж/кг = 10⁴эрг/г = 10⁴ рад.

ГРЮНЦАПЕНА ЗАКОН — устанавливает одинаковую температурную зависимость уд. теплоёмкости C_V и коэф. теплового расширения α твёрдых диэлектриков: $\alpha = \gamma C_V / 3K$, где K — модуль всестороннего сжатия (см. Модуль упругости), γ — параметр Грюнвальда и α — Г. з. устанавлиел Э. Грюнцапеном (E. Grüneisen) в 1908. Г. з. соблюдается не строго, для его выполнения необходимо одинаковая зависимость частот всех нормальных колебаний кристаллической решётки (фононных мод) от объёма V и отсутствие температурной зависимости K . Г. з. справедлив в пределах применимости закона соответственных состояний, например в рамках Дебая теории твёрдого тела, когда $\gamma = -\delta(\ln\theta_D) / \delta(\ln V)$ не зависит от темп-ры (θ_D — Дебая частота). Величина у обычно ~ 1 . Г. з. выполняется для кристаллов большинства чистых хим. элементов и для ряда иростых соединений, напр. галогенидов солей.

Иногда Г. з. распространяют понимают как одинаковую температурную зависимость C_V и α твёрдых тел в области достаточно низких темп-р, когда теплоёмкость твёрдого тела определяется всего одним типом длинноволновых возбуждений (квазиэлектр.). В этом смысле Г. з. является точным. Так, для диэлектриков (фононная теплоёмкость) при $T \rightarrow 0$ C_V и α пропорциональны T^3 , для металлов (электронная теплоёмкость) — T , для магнитных диэлектриков с квадратичными бесщелевыми энергетич. спектром магнонов (магнонная теплоёмкость) — $T^{3/2}$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Ашкрофт Н., Мерм и н. И., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1-2, М., 1979. См. также Э. Мейеров.

ГУКА ЗАКОН — основной закон теории упругости, выражающий линейную зависимость между напряжениями и малыми деформациями в упругой среде. Установлен Р. Гуком (R. Hooke) в 1660.

При растяжении стержня длиной l его удлинение Δl пропорц. растягивающей силе F ; в этом случае Г. з. имеет вид $\epsilon_1 = E \epsilon$, где $\epsilon_1 = F/S$ — нормальное напряжение в поперечном сечении стержня, $\epsilon_1 = \Delta l/l$ — относ. удлинение, S — площадь поперечного сечения. Константа материала E назв. модулем Юнга и т. д. При этом относит. изменение поперечных размеров стержня ϵ_2 пропорц. относительному удлинению: $\epsilon_2 = -\nu \epsilon_1$. Константа ν назв. коэф. Пуассона.

При кручении толстостенного трубчатого образца касат. напряжение τ в поперечном сечении пропорц. сдвигу: $\tau = G \gamma$, где G — модуль сдвига, γ — угол сдвига. При гидростатич. сжатии тела относит. изменение объёма θ пропорц. давлению p : $\theta = -K p$, где K — модуль объёмной упругости. Поскольку $\theta = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33} = 3\epsilon$, где ϵ — средняя (гидростатич.) деформация, и $p = -\sigma$, где $\sigma = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ — среднее (гидростатич.) напряжение, получаем Г. з. в виде: $\sigma = 3K \epsilon$. Константы E, ν, G, K характеризуют упругие свойства материала.

Упругие свойства изотропного материала определяются только двумя константами, и в произвольном сложном напряжённом состоянии зависимости между ком-

понентами тензоров напряжений σ_{ij} и деформаций ϵ_{ij} представляются линейными соотношениями обобщённого Г. з.:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \lambda \theta + 2\mu \epsilon_{11}, \quad \sigma_{22} = \lambda \theta + 2\mu \epsilon_{22}, \quad \sigma_{33} = \lambda \theta + 2\mu \epsilon_{33}, \\ \sigma_{12} &= 2\mu \epsilon_{12}, \quad \sigma_{23} = 2\mu \epsilon_{23}, \quad \sigma_{31} = 2\mu \epsilon_{31}, \end{aligned}$$

в к-рых коэф. λ и μ наз. упругими константами Ламе, причём

$$E = \frac{3\lambda(2\mu + \lambda)}{\lambda + 2\mu}, \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}, \quad G = \mu, \quad K = \lambda + \frac{2}{3}\mu.$$

Если в тензорах σ_{ij} и ϵ_{ij} выделить компоненты девиатора напряжений S_{ij} и девиатора деформации E_{ij} , то обобщённый Г. з. будет иметь вид соотношений:

$$S_{11} = 2G E_{11}, \quad S_{22} = 2G E_{22}, \quad \dots, \quad S_{31} = 2G E_{31}, \quad \sigma = 3K \theta.$$

к-рые показывают, что для изотропного тела девиаторные свойства, отражающие изменение формы, и шаровые (или сферические) свойства, характеризующие объёмную деформацию, независимы между собой.

Обобщённый Г. з. имеет место в ограниченной области значений напряжений и деформаций, а именно только до тех пор, пока интенсивность напряжений σ_m не превышает предел текучести σ_s ($\sigma_s \ll \sigma_{\text{пр}}$), определяемый в опыте на растяжение образца, т. е. при $\epsilon_s = \sigma_s / 3G$, где ϵ_s — предел упругих деформаций. Для металлов ϵ_s порядка 0,3—0,5%. При превышении этих значений возникают пластич. деформации.

Для анизотропного материала обобщённый Г. з. имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= g_{11}\epsilon_{11} + g_{12}\epsilon_{22} + g_{13}\epsilon_{33} + g_{14}\epsilon_{12} + g_{15}\epsilon_{23} + g_{16}\epsilon_{31}, \\ \sigma_{22} &= g_{21}\epsilon_{11} + g_{22}\epsilon_{22} + g_{23}\epsilon_{33} + g_{24}\epsilon_{12} + g_{25}\epsilon_{23} + g_{26}\epsilon_{31}, \\ &\dots \\ \sigma_{31} &= g_{61}\epsilon_{11} + g_{62}\epsilon_{22} + g_{63}\epsilon_{33} + g_{64}\epsilon_{12} + g_{65}\epsilon_{23} + g_{66}\epsilon_{31}, \end{aligned}$$

причём из 36 модулей упругости g_{ij} в общем случае анизотропии независимы 21. В частных случаях анизотропии число независимых упругих констант меньше. Напр., в ортотропных материалах, представляемых к-рых являются композиты, армированные волокнами в двух перпендикулярных направлениях, фанера и др., независимых констант 9. В анизотропных материалах независимых девиаторных и шаровых свойств не имеет места. В частности, при изменении сжатия шар превращается в эллипсоид, т. е. имеют место сдвиги.

Лит.: Ля в А., Математическая теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1935; Ле Я в бен з о в И. С., Курс теории упругости, 2 изд., М.—Л., 1947; Т е м о ш е н к о С. П., Г у д в е р Д ж., Теория упругости, пер. с англ., 2 изд., М., 1979. См. также Ля в А.

ГУРЕВИЧА ЭФФЕКТ — возникновение решётчного вклада в термоэлектрические явления и термомагнитные явления, вызванного взаимным увеличением электронов и фононов (см. Увеличение электронов фононами). Теория построена Л. Э. Гуревичем в 1945. Напр., в условиях измерения Шельве эффекта ниток тела Q , порождаемый проходящим электрич. током I , наряду с обычной электронной составляющей Q_e содержит решёточный вклад Q_r , вызванный увеличением фононов электронами. Этот вклад может изменить порядок величины и знак коэф. Пельтье.

Лит.: З а й м а н Д ж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974, гл. 7, § 11; С у г е в и ч Л., Thermoelectric properties of conductors I—II, *J. Phys.*, 1945, v. 9, p. 477; 1946, v. 10, p. 47; с т о ж е, Thermoelectric and galvanomagnetic properties of conductors III, там же, 1946, v. 10, p. 174. См. также Ля в А.

ГЮГОНОВ УРАВНЕНИЕ — ур-ние, связывающее плотность ρ_1 и давление p_1 в струе газа до скачка уплотнения с плотностью ρ_2 и давлением p_2 после скачка уплотнения:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(k+1)p_2 + (k-1)p_1}{(k-1)p_2 + (k+1)p_1},$$

где $k = c_p/c_v$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении к пост. объёму. Назв. по имени П. А. Гюгюно (P. H. Hugoniot, 1887). Кривая, изображающая Г. у., наз. кривой Гюгюно, или а д а б а т о й Гюгюно, в

отличие от обычной адиабаты, к-рой соответствует уравнение

$$P_2/P_1 = (p_2/p_1)^{1/k}$$

Г. у. применяется при расчётах ударных волн в газовой динамике, а также в теории детонации.

ГЮЙГЕНСА — ФРЕНЕЛЯ ПРИНЦИП — осн. постулат волновой теории, описывающий и объясняющий механизм распространения волн, в частности световых.

Г.—Ф. и является развитием принципа, к-рый ввёл Х. Гюйгенс (Сн. Huygens) в 1678; в соответствии с последним каждый элемент поверхности, достигнутый в данный момент световой волной, является центром одной из элементарных волн, огибающих к-рых становится волновой поверхностью в след. момент времени. При этом обратные элементарные волны во внимание не принимались. Принцип Гюйгенса объясняет распространение волн, согласующееся с законами геометрической оптики, но не может объяснить явлений дифракции. О. Ж. Френель (А. J. Fresnel) в 1815 дополнил принцип Гюйгенса, введя представления о когерентности и интерференции элементарных волн, что позволило рассматривать на основе Г.—Ф. п. и дифракц. явления. Г. Р. Кирхгоф (G. R. Kirchhoff) придал Г.—Ф. п. строгий матем. вид, показав, что его можно считать приближённой формой теоремы, наз. интегральной теоремой Кирхгофа (см. Кирхгофа метод).

Согласно Г.—Ф. п., возмущение в точке P (рис.), создаваемое источником P_0 , можно рассматривать как результат интерференции вторичных элементарных волн, излучаемых каждым элементом dS нек-рой волновой поверхности S с радиусом r_0 . Амплитуда вторичных волн пропорциональна амплитуде первичной волны, приходящей в точку Q , площадь элемента dS н убывает с возрастанием угла χ между нормалью к поверхности S и направлением излучения вторичной волны на точку P . Амплитуда E_Q первичной волны в точке Q на поверхности S даётся выражением $E_Q = \frac{A}{r_0} \exp i(\omega t - kr_0)$, где A — амплитуда волны на расстоянии единицы длины от источника, k — волновой вектор, ω — циклическая частота. Вклад в волновое возмущение в точке P , вносимый элементом поверхности dS , запишется в виде

$$dU(P) = \frac{E_Q}{\rho} \exp(-ik\rho) K(\chi) dS, \quad (1)$$

где ρ — расстояние от точки Q до P , $K(\chi)$ — ф-ция, описывающая зависимость амплитуды вторичных волн от угла χ . Полное поле в точке наблюдения P представляется интегралом

$$U(P) = \int dU(P) dS = \int \frac{AK(\chi)}{r_0\rho} \exp i(\omega t - k\rho - kr_0) dS. \quad (2)$$

Если за элемент поверхности взять площадку кольца, выражаемого из волнового фронта S двумя бесконечно близкими концентрическими сферами с центрами в точке наблюдения P , и выразить dS через приращение dr , то получим

$$U(P) = \frac{2\pi A \exp i(\omega t - kr_0)}{r_0 + R} \int_R^{R_{\max}} K(\rho) \exp(-ik\rho) \rho d\rho. \quad (3)$$

Верхний предел интеграла $R_{\max} = R + 2r_0$. Ф-ция $K(\chi)$ теперь рассматривается как ф-ция от ρ . Точное вычисление (3) невозможно без знания $K(\rho)$, однако Френель дал метод приближённого его вычисления, используя разложение поверхности S на т. н. Френеля зоны. Вид ф-ции $K(\rho)$ в Г.—Ф. п. остаётся неопределённым, но при $\chi=0$ $K(\rho) = ik/2\rho$; множитель i означает, что фазы вторичных волн отличаются на $\pi/2$ от фазы первичной

волны в точке Q . Из математически точного определения Г.—Ф. п., данного Кирхгофом, следует и определение ф-ции $K(\chi) = \frac{ik}{2\rho}(1 + \cos\chi)$.

Строгое решение задач дифракции обычно связано с очень большими матем. трудностями, поэтому задачи, имеющие практич. интерес, часто решаются приближёнными методами с использованием Г.—Ф. п. Г.—Ф. п. позволяет описывать все оптич. явления, относящиеся к распределению интенсивности света на разных направлениях (прямолинейное распространение света, отражение, преломление, двулучепреломление, дифракция и т. д.). Приближённости решения с помощью Г.—Ф. п. состоит в том, что при этом не рассматриваются реальные граничные условия электродинамики Максвелла. Напр., при рассмотрении распространения волн через отверстия в экране амплитуда волны в точках, закрытых экраном, полагается равной нулю, а на отверстиях — такой, как если бы экрана не было (т. е. допускается разрыв волнового поля).

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Сивухин Д. В., Общая курс физики, 2 изд., [т. 4] — Оптика, М., 1985; см. также лит. при ст. Дифракция света. А. П. Газарин.



ДАВЛЕНИЕ — скалярная величина, характеризующая напряжённое состояние сплошной среды. В случае равновесия произвольной и движущия идеальной (лишней внутр. трения) сред D равно взятой с обратным знаком величине нормального напряжения на произвольно ориентированной в данной точке площадке. С. величина D , на к.-л. площадку равна отношению ср. значения действующей перпендикулярно площадке силы к площади этой площадки. При движении среды, обладающей внутр. трением, нод D , понимают взятое с обратным знаком среднее арифметическое трёх нормальных напряжений на взаимно перпендикулярных площадках в данной точке среды, представляющее в этом случае также скаляр — одну треть линейного инварианта тензора напряжений. D , так же как плотность и темп-ра, представляет собой осн. макроскопич. параметр состояния жидкости и газа. Объяснение молекулярного механизма возникновения D . см. в статьях Жидкость, Кинетическая теория газов.

Единичной измерения D в системе СИ является паскаль (1 Па = 1 Н/м² = 0,102 кгс/см²). Допускается также применение следующих единиц: 1 кгс/см² = 1 ат = 9,81 · 10⁴ Па; 1 атм = 1,01 · 10⁵ Па; 1 мм рт. ст. (1 торр) = 133,322 Па.

Разности D измеряют манометрами, абсолютные D , в частности атмосферное D , — барометрами; быстро меняющиеся D — разнообразными электр. индукционными и ёмкостными датчиками.

ДАВЛЕНИЕ в термодинамике — термодинамич. параметр P , определяющий элементарную работу $dw = -P dV$, совершаемую системой при медленном (квазистатич.) изменении её объёма V , вызываемом перемещением внеш. тел. При деформации упругих тел сила, действующая на единицу поверхности, не перпендикулярна к ней, вместо D . в этом случае вводят тензор напряжений σ_{ik} ; σ_{ii} — нормальные напряжения, $\sigma_{ik} (i \neq k)$ — касательные напряжения. Элементарная работа равна $dw = - \sum_{i,k} \sigma_{ik} du_{ik}$, du_{ik} — элемент тензора деформаций.

При равномерном всестороннем сжатии отличны от нуля лишь нормальные напряжения, равные D . Тогда $\sigma_{ik} = -P\delta_{ik}$, δ_{ik} — символ Кронекера.

В статичке физике D определяется как производная от ср. энергии E по объёму при пост. энтропии S , $P = -(dE/dV)_S$, или как производная от свободной энергии F по объёму при пост. темп-ре T т. е. $P = -(dF/dV)_T$. Зависимость P от T и V даёт *уравнение состояния*. В равновесном состоянии $P \geq 0$, однако возможны метастабильные состояния с $P < 0$.

ДАВЛЕНИЕ ВЫСОКОЕ — давление, превышающее некое характерное для данного физ. явления или конкретной задачи значение. В физике за D , в обычно принимаются давления, превышающие 0,1 ГПа (1000 ат); столь же условно деление D , в. на высокие и сверхвысокие. В теории к D , в. иногда относят давления, при к-рых изменения межмолекулярных и межмолекулярных расстояний сравнимы с величиной этих расстояний, т. е. давления порядка величины *модулей упругости*.

Длительно действующее D , в. наз. статическим, кратковременно действующее — мгновенным или (чаще) динамическим. В покончающх глазах и жидкостях D , в. является гидростатическим. При сжатии твёрдой однородной среды в ней, как правило, возникает т. и. квазигидростатическое D , в. — сложная система механич. напряжений, описываемых тензором второго ранга, компоненты к-рого изменяются от одной точки тела к другой. Чем меньше по сравнению со ср. давлением (ср. арифметич. значение нормальных напряжений в трёх взаимно перпендикулярных направлениях) величина напряжений сдвига, тем ближе квазигидростатич. D , в. к гидростатическому. При действии окружающего гидростатич. D , в. на поверхность твёрдого тела состоящего из механич. смеси частиц или агрегата зёрен (кристаллитов) с различными упругими (в т. ч. анизотропными) свойствами, ср. давление и тензор тензора напряжений в частицах (фазах) обусловлены величиной окружающего D , в. направлением и скоростью его изменения, условиями на границах фаз (частиц), взаимной ориентировкой анизотропных зёрен, и известной мере, относительным содержанием разнородных элементов.

Термин « D , в.» обозначают как гидростатич., так и квазигидростатич. D , в., а за его величину принимают величину ср. давления, в. в рассматриваемом объёме (для плоского случая — ср. величину нормальных напряжений, действующих на рассматриваемую площадку).

В 70—80-х гг. в экперим. исследованиях были открыты диапазоны статич. и динамич. D , в. путём повышения величины достижимых статич. D , в. и повышения до 1—2 ГПа нижнего предела динамич. D , в. Кроме того, достигнуто приближение термодинамич. условий ударного сжатия к изотропическим.

Статические D , в. В природе статич. D , в. осуществляется гл. обр. благодаря силам тяготения. В земных слоях давление изменяется от атмосферного у поверхности до $\sim 3,5 \cdot 10^2$ ГПа в центре Земли, в центре Солнца оно составляет $\sim 2 \cdot 10^7$ ГПа, в центре звёзд белых карликов предполагается равное 10^8 — 10^{11} ГПа. Экперим. исследования проводятся при давлениях до $\sim 10^2$ ГПа. Пром-сть использует статич. D , в. до ~ 10 ГПа.

Получение и измерение D , в. Статич. D , в. получают тельными или механич. методами. В первых D , в. создаётся либо при нагревании жидкости или газа в замкнутых сосудах (в газах т. о. получают D , в. до 3—4 ГПа), либо при охлаждении жидкости, уменьшаящей свой объём при затвердевании (напр., замораживая волну, можно получить фиксированное D , в. ок. 0,2 ГПа).

Механич. методы — основные, в них используют: насосы и компрессоры (гидравлич. и газовые, до 1,0—1,5 ГПа); аппараты, в к-рых масса сжимаемого вещества остаётся постоянной (рис. 1, а) или почти постоянной (рис. 1, б—е), а занимаемый объём уменьшается под

действием внеш. силы, создаваемой гидравлич. прессом или пружиной (в миниатюрных устройствах).

Работоспособность сосудов D , в. повышается разл. приёмами механич. поддержки их стенок, создающими напряжения сжатия, к-рые противодействуют внутр. D , в. в рабочем объёме (фреттаж, намотка высокопрочной ленты, проволоки и т. д.). В установках типа клас-

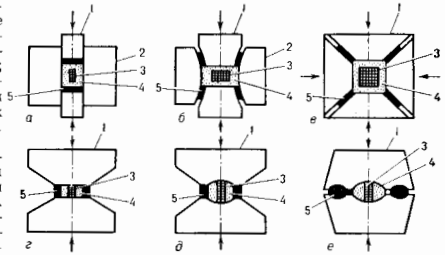


Рис. 1. Типы аппаратов высокого давления: а — аппарат цилиндр — поршень; б — камера с коническими опорами или коническими пуансонами и соответствующей формой сосуда высокого давления; в — многокамерный аппарат (шестичастильный вариант, изображены 4 пуансона, рабочее тело имеет кубическую форму); г — двухкамерный аналогичный; д — двухкамерные профилированные наковальни типа «ежевель»; е — двухкамерные профилированные наковальни с лупной тина «торнадо». 1 — пуансон (ворши); 2 — сосуд высокого давления; 3 — исследуемый образец (или ампула с образцом); 4 — среда, передающая давление; 5 — уплотняющая прокладка.

сич. камер (цилиндр — поршень) (рис. 1, а), применяемых для сжатия газов, жидкостей и твёрдых сред, величина D , в. ограничена прочностью поршней на сжатие (при использовании твёрдых сред макс. D , в. ~ 5 —6 ГПа). С целью увеличения рабочих объёмов камер и достигаемых значений D , в. максимально повышают прочность конструкции, напр. путём разделения стенок камер на сегменты, что снимает окружные норм. растягивающие напряжения (т. и. многоузловый вариант; рис. 1, в). Используют также повышение прочности материалов под действием самого D , в. (рис. 1, б, г, е), помещая камеру D , в. в сосуды большого объёма с меньшим давлением — многоступенчатые аппараты. Увеличение мощных рабочих объёмов достигается применением мощных гидравлич. прессов в сочетании с употребляемыми выше конструктивными приёмами. Наиб. D , в. получают в аппаратах, изготовленных из природных или синтетич. алмазов (рис. 1, г); однако рабочий объём таких камер составляет сотые доли $см^3$.

При необходимости проведения экперимента в интервале темп-р от $-196^\circ C$ до $+400^\circ C$ камеры D , в. помещают в термостаты. В экпериментах с более низкими температурами используется криогенная техника. Темп-ры до 1500—3000 $^\circ C$ в стационарном режиме и более высокие в импульсном режиме создаются с помощью внутр. нагревателя (электрич. сопротивления), в аппаратах с прозрачными алмазными наковальнями — с помощью лазеров непрерывного действия. При применении внутр. нагревателя возникает резкие градиенты температуры в камере D , в., требующие спец. мер для выравнивания её.

В жидкостях и газах D , в. измеряют манометрами (для абс. измерений и градуировки манометров др. типов применяют градуированные манометры). В диапазоне D , в. p от 1 до ~ 8 ГПа в области комнатных темп-р наиб. распространение получил т. и. манганиновый манометр бескамерный проводниковый резистор, нач. сопротивление которого R_0 слабо зависит от темп-ры, а чувствительность $\Delta R / (\Delta p R_0) = 2,5 \cdot 10^{-10}$ мВ/Н. Применение манганинового манометра ограничивается

его чувствительностью к негидростатич. компонентам Д. в. в сжимаемой среде.

В твёрдой среде в аппаратах типа цилиндр — поршень (рис. 1, а) величина Д. в. может быть определена по действующей на поршни (пуансоны) нагрузке (с учётом трения и градиента Д. в. по оси камеры). В др. устройствах аналит. часть нагрузки расходуется на поддержку пуансонов и (или) уплотнение разбёв между ними, и поэтому величина квазигидростатич. Д. в. определяется только косвенными методами непосредственно в проводимом эксперименте или по предварит. градуировке камеры по нагрузке. Для этого используют скачки электрич. сопротивления (рис. 2), сопровождающие твёрдофазные превращения в т. н. реперных веществах: Bi, Tl, Ba, Sn (в диапазоне 2,5—10 ГПа);

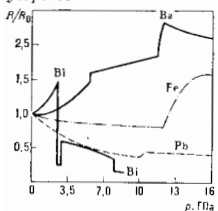


Рис. 2. Зависимость изменения электрического сопротивления от роста давления некоторых металлов.

Ba, Sn, Pb, ZnS, GaAs (10—20 ГПа); ZnS, GaP, сплавы Fe—Co, Fe—V (20—50 ГПа); акустич. эмиссия при мартенситных полиморфных переходах (напр., в RbCl, KCl и их сплавах в диапазоне 0,6—2 ГПа), а также остаточные эффекты сжатия. При рентгеноструктурном анализе под Д. в. величину последнего определяют по изменению параметра кристаллич. решётки известного вещества (напр., NaCl (до 30 ГПа) и CsCl (до 40 ГПа) в интервале темп-р от —100 до +800 °С).

В аппаратах с алмазными пуансонами Д. в. оценивают по увеличению длины волны Р-линии люминесценции рубина (~3,6 мкм/ГПа), прокалённого до 30 ГПа по ур-ню состояния для NaCl.

При аналит. отличия упругих модулей твёрдого сжимаемого вещества и материала чувствит. элемента показания последнего могут быть завышенными, если его сжимаемость меньше сжимаемости среды, и заниженными, если сжимаемость среды меньше. Под воздействием темп-ры величина Д. в. в камере часто значительно отклоняется (из-за изменения объёма сжимаемой среды и изменения объёма камеры) от величины, установленной при комнатной темп-ре. Поправку на темп-ру получают фиксации фаз Д. в., параметры образования к-рых известны. Применяемые методы измерения Д. в. являются, как правило, эмпирическими, основанными на экстраполяции опытных данных.

Для исследования веществ, находящихся под Д. в., применяются резистометрия, пьезометрия, дифференц. термич. анализ, рентгеноструктурный анализ, УЗ-измерения упругих свойств, магнитометрия. Используются также ЯМР и др. резонансные методы, методы, основанные на эффекте Мёссбауэра, эффекте Холла, термоэдс, оптич. исследования (особенно в алмазных камерах типа приведённых на рис. 1, з) и др. При статич. Д. в. до

3—5 ГПа исследуются вещества в газообразном и конденсирован. состояниях, при больших Д. в. — в осн. твёрдые тела. Часто помимо изучения вещества непосредственно под Д. в. исследуют необратимые эффекты воздействия Д. в. после снижения его до атмосферного.

Область физ. исследований воздействия Д. в. на разнообразнейшие объекты и процессы (гл. обр. в связи с проблемами физики конденсированного состояния) наз. физикой высоких давлений. Термин «физика Д. в.» введён П. В. Бриджменом (P. W. Bridgman) в назв. его монографии «The Physics of High Pressure» (1931). Техника и методы физики Д. в. применяются в химии, геофизике, технологии и т. д.

Физические эффекты Д. в. В результате действия Д. в. происходит сжатие (уменьшение объёма) вещества. Уменьшение межатомных и межмолекулярных расстояний при сжатии приводит к изменению энергии межатомных и межмолекулярных взаимодействий, деформации молекул и электронных оболочек атомов, что неизбежно сказывается на всех физ. и хим. свойствах вещества. Термодинамически более выгодными становятся состояния и процессы, к-рые ведут к уменьшению объёма всей системы взаимодействующих веществ, находящихся под Д. в. (см. *Ле Шателье — Брауна принцип*). Напр., при статич. сжатии в пределах неск. ГПа значительно изменяются условия взаимной растворимости газов и жидкостей, плотность газов достигает плотности жидкостей при нормальных условиях, газы и жидкости при комнатной темп-ре затвердевают; мн. твёрдые тела образуют более плотные кристаллич. модификации.

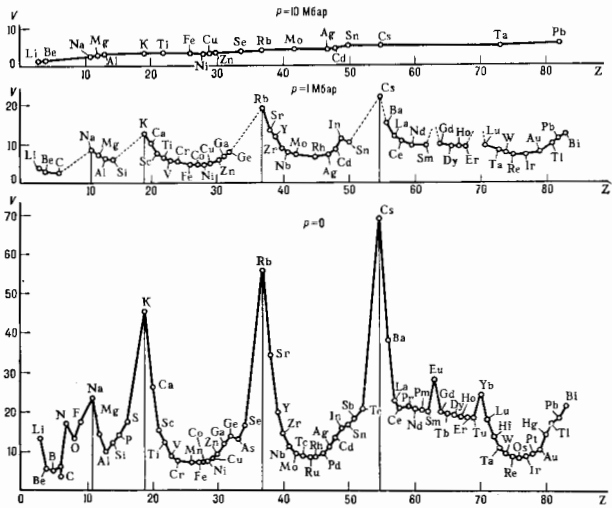


Рис. 3. Зависимость атомного объёма V (в см³/г ат) от атомного номера Z при нормальных условиях и высоком давлении в 1 Мбар и 10 Мбар (100 и 1000 ГПа соответственно).

При давлениях ~10³ ГПа ожидают реакцию уменьшения раздлий атомных объёмов хим. элементов (см. рис. 3), перестройка электронной структуры элементов с недостроенными электронными оболочками (дантоидов, актиноидов), переход диэлектриков и полупроводников в металлич. состояние.

При давлениях св. 10¹⁰—10¹¹ ГПа, когда плотность

вещества становится в десятки и сотни раз выше плотности твердого тела при нормальных условиях, произойдет полная ионизация атомов и реализуются условия, необходимые для прохождения ядерных реакций.

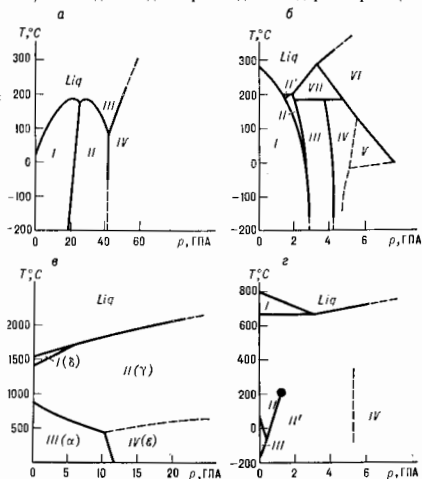


Рис. 4. Фазовые $T-p$ -диаграммы некоторых металлов: а — цезий; б — ванадий; в — железо; г — церий.

Д. в. может смешать тем-ру всех типов фазовых превращений веществ как 1-го рода (конденсация газов, кристаллизация жидкостей, полиморфные переходы кристаллич. модификаций), так и 2-го рода (магн., атомное упорядочение; переход в сверхпроводящее, сегнетоэлектрич. состояние и т. д.). В зависимости от существующих свойств фаз величин производных dT^*/dp^* (где T^* и p^* — тем-ра и давление фазового равновесия соответственно) принимают значения от 0 до $\pm \infty$. Напр., с ростом давления тем-ра плавления может повышаться (наиб. частый случай), понижаться в нек-ром интервале давлений (для Si, Ge, Sb, Bi, Ga, H₂O, InSb и др.), проходить через максимум (Cs, Ba; рис. 4).

Мн. простые вещества и хим. соединения, находя-

щиеся в кристаллич. состоянии, при Д. в. переходят в более плотные модификации. Большое значение имеют переходы с изменением координац. числа или типа хим. связи, напр. переходы графита в алмаз, гексагонального (графитоподобного) нитрида бора (BN) в структуру типа шфалерита или вюрцита и превращения кварц — кокусит — стивинит (SiO₂ с решёткой рутила). Мн. образующиеся при Д. в. металлич. фазы обладают сверхпроводимостью (рис. 5). Теоретически предсказаны высокие сверхпроводящие свойства металлич. фазы ванадия.

Уменьшая межатомные расстояния, Д. в. деформируют (расширяют) энергетич. зоны твердого тела, сужают запрещенные зоны и стимулируют электронные фазовые переходы, обусловленные нерезервной зонной структурой. Напр., при $p=0,7$ ГПа и тем-ре $T=-20^\circ\text{C}$ в церию происходит превращение, сопровождающееся скачкообразным изменением плотности и зонной структуры при сохранении типа кристаллич. структуры. Кривая фазового равновесия на $T-p$ -диаграмме церия оканчивается в критич. точке типа жидкость — нар. выше к-рой возможен плавный закритич. переход из одной фазовой области в другую (рис. 4). Критическая точка обнаружена также на кривых изоморфных фазовых превращений в SmS, твердых растворов (Sm_{1-x}Cd_x) S и окисаеца для др. соединений редкоземельных элементов, обладающих перем. валентностью.

Особым случаем электронных фазовых переходов являются т. н. фазовые переходы 2,5-го рода, при к-рых монотонное уменьшение параметров решетки под Д. в. приводит к качественному изменению топологии ферми-поверхности. Такие переходы сначала были предсказаны теоретически, а затем обнаружены экспериментально (напр., у Te).

Экспериментально обнаружены переходы нек-рых диэлектриков в полупроводники и фазы с металлич. проводимостью. В последних исчезает энергетич. щель между валентной зоной и зоной проводимости. В одних веществах металлизация происходит путём фазового перехода с резким скачкообразным изменением кристаллич. структуры и физ. свойств (напр., в Ge, Si и мн. полупроводниковых соединениях типа A^{III}BV и A^{II}BVI), в других — изменение зонной структуры, электр. свойств и кристаллич. структуры происходит

Рис. 5. Периодическая система элементов: пунктирной линией (а) отмечены элементы, образующие новые кристаллические модификации при изменении температуры и нормальном давлении, сплошной линией (б) — элементы, образующие новые модификации под высоким давлением и при различных температурах; точкой (в) помечены элементы, образующие сверхпроводящие фазы высокого давления.

Период	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X				
1	[H]								He					
2	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne						
3	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar						
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni				
		Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr					
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd				
		Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe					
6	Cs	Ba	La*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt				
		Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn					
7	Fr	Ra	Ac**	Ku										
* ЛАНТАНОИДЫ														
	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
** АКТИНОИДЫ														
	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	(No)	(Lr)

в широком интервале давлений (напр., в S и Se и некоторых др. веществах с ярко выраженной анизотропией сжимаемости).

При давлениях св. $\sim 10^6$ ГПа ожидается переход в металл. состояние всех неметаллических элементов (H, C, He, Ar, Xe), а также ионных (NaCl, LiH, ...) и ковалентных (SiO_2 , Al_2O_3) соединений. Будут происходить всё более кардинальные изменения энергетик, состояний электронов, к-рые в конце концов приведут к исчезновению оболочечной структуры атомов и переходу твёрдых тел в качественно новые состояния. Условия для такого перехода пока в лабораториях ещё не созданы, но реализуются в астрофиз. объектах (см. *Благе карлики. Нейтронные звёзды*).

Многочисленные фазовые превращения, стимулируемые Д. в. в простых веществах, существенно возрастают в двойных системах и становятся трудно обозримыми в тройных и более сложных многокомпонентных системах. При этом в полиморфных модификациях (в т. ч. простых веществ) следует относить только те, для к-рых определено известно, что между фазами возможны лишь взаимные превращения или переход (напр., при нагревании) в одну, третью фазу, т. е. что систему можно рассматривать как однокомпонентную. В двойной системе может наблюдаться полиморфный переход стехиометрич. соединения в его др. полиморфную модификацию того же стехиометрич. состава, переход в фазу перем. состава с широкой областью гомогенности, распад соединения на компоненты или фазы, состав к-рых отличен от исходного (деструкция соединения при Д. в.), а также переход из двухфазового состояния в однофазное вследствие синтеза новой фазы Д. в. или увеличения области гомогенности существовавшей ранее фазы. Осп. закономерность изменения кристаллич. структуры под Д. в. характеризуется увеличением *координационного числа*. Установлены полуэмпирич. правила, позволяющие прогнозировать структуры и свойства (в т. ч. электронные) простых веществ и соединений, а также направления эволюции фазовых диаграмм многокомпонентных систем при приложении Д. в. Общая тенденция в чередовании структур в том, что под действием Д. в. энергетически выгодными становятся структуры, известные для более тяжёлых элементов той же группы. В соединениях и бинарных эле-

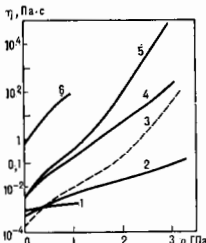


Рис. 6. Зависимость вязкости жидкостей от давления для некоторых жидкостей: 1 — вода; 2 — метанол; 3 — изопропанол; 4 — н-пропанол; 5 — изопропанол; 6 — глицерин.

ментах под Д. в. реализуются структуры и фазовые диаграммы, характерные для подобных же соединений и систем, в к-рых один из компонентов заменён на более тяжёлый. Примерами служат ряд $\text{C} \rightarrow \text{Si} \rightarrow \text{Ge} \rightarrow \text{Sn} \rightarrow \text{Pb}$ и ряды изоэлектронных с ними соединения $\text{AlN} \rightarrow \text{BN}$ (и др.), ряд $\text{SiO}_2 \rightarrow \text{TiO}_2 \rightarrow \text{ThO}_2$, диаграммы SnBi и PbBi , CdSb и ZnSb .

Под действием Д. в. существенно меняются механич. свойства веществ. Так, в твёрдых телах и газах в отсутствие фазовых превращений скорость звука монотонно возрастает (в жидкостях наблюдается более сложная зависимость). В металлах при увеличении p до 4 ГПа скорость звука возрастает на 10%, в ионных кристаллах — до 30%, в газах — в неск. раз. С увеличением

плотности газов и жидкостей растёт их вязкость. В отличие от большинства др. эффектов, обычно уменьшающихся с ростом Д. в., влияние Д. в. на вязкость возрастает с его увеличением (рис. 6).

При деформировании твёрдого тела негидростатич. силами в условиях окружающего Д. в. обычно увеличивается предельная деформация и в ряде случаев может измениться прочность. Под Д. в. понижается темп-ра хрупко-пластичного перехода, характер макроналома изменяется от хрупкого к вязкому, а напряжения пластич. течения и деформат. упрочнение увеличиваются. Хрупкие под Д. в. материалы разрушаются даже в том случае, когда все внеш. силы сжимающие. При этом преобладает множественное разрушение, особенно в условиях стеснённой деформации. Значит, деформация под Д. в. может вызвать задецивание пор и образование мостиков сварки в пластичных материалах и уплотнение и срывосоединение менее пластичных.

В предельных механич. условиях сред. рост скорости звука связан с увеличением плотности и модулей упругости под Д. в. Поведение под Д. в. твёрдого тела обусловлено как уровнем ср. давления, так и соотношениями между величинами гл. нормальных напряжений, варьируя к-рые, можно даже при всех нормальных напряжениях сжатия переводить материал от состояния типа одноосного сжатия к состоянию типа одноосного растяжения (меняя знак параметра Надаи—Лоде или шпура тензора деформаций за вычетом шаровой части). Это сказывается на поведении хрупких при атм. давлении тел с низким сопротивлением деформации растяжения, формальные критерии прочности к-рых существенно зависят от вида напряжённого состояния. В деформируемом твёрдом теле Д. в. пренавешивает зарождение и развитие трещин (дилатансии), к-рое сопровождается положит. объёмным эффектом, и затрудняет смещение берегов трещин друг относительно друга (увеличивая трение под действием нормальных напряжений сжатия). Это повышает тем самым напряжение течения в среде и пластичность (способность испытывать необратимую деформацию без изменения объёма и макроразрывов) или — у хрупких материалов типа горных пород — псевдопластичность (изменение формы, сопровождающееся увеличением объёма за счёт микрокрешиноватости и множественного разрушения), к-рая при дальнейшем возрастании Д. в. (и темп-ры) может смениться истинной пластичностью. Д. в. изменяют характер внутризёрновой и межзёрновой деформации и разрушения, а также зернограничного скольжения. Деформирование твёрдого тела под Д. в. приводит к образованию слоистой структуры, к перемальчению зёрен, а также к образованию сверхтонкой субструктуры. Это связано с особенностями физ. процессов в кристаллах при их деформации в условиях окружающего Д. в., таких, как интенсивность дислокац. источников, снижение скорости перемещения одиночных дислокаций (особенно при неконсервативном движении), значит. усиление взаимодействия дислокаций. Т. о., деформация под Д. в. кардинально изменяет микроскопич. и дислокац. структуру в кристаллич. материалах, что пренавешивает развитию в них разрушения и увеличивает предельную деформацию. Глубокое деформирование под Д. в. в $\sim 5\text{--}40$ ГПа и выше вызывает потерю дальнего порядка в кристаллич. структуре, образование специфич. кластеров, разложение хим. соединений и образование новых фаз и др. процессы на атомно-молекулярном уровне.

Д. в. оказывает воздействие и на др. свойства вещества: изменяет процессы диффузии, теплопроводности, оптические и акустические спектры твёрдого тела и т. д.

Лит.: Бриджмен П. В., Физика высоких давлений, пер. с англ., М.—Л., 1935; его же, Новые работы в области высоких давлений, пер. с англ., М., 1948; его же, Исследования больших пластических деформаций и разрыва, пер. с англ., М., 1955; Пиклис Д. С., Техника физико-химических исследований при высоких и сверхвысоких давлениях, 4 изд., М., 1976; его же, Плотные газы, М., 1977; Твердые

тета под высоким давлением, пер. с англ., М., 1968; Врандт Н. В., Искенев К. С., Минина Н. Я., 1966; Давление на поверхности Ферми металлов, «УФН», 1971, т. 104, с. 159; Экспериментальные свойства материалов под высоким давлением, пер. с англ., М. 1973; Искенев К. С., Минина Н. Я. и В. П., Лившиц Л. Д., Сизов И. А., Механические свойства горных пород, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Земляна твердого деформируемого тела, т. 11, М., 1978; Вержежский Л. П., Кисилевский В. П., 1973; Искенев К. С., Минина Н. Я., Рентгенографические исследования при высоком давлении, М., 1979; Курдюмов А. В., Пилипкевич А. Н., Фазовые превращения в углероде и нитрадоле бора, К., 1979; Тонков Ю., Фашинов Дмитрий, «Успехи химии», 1981, т. 50, № 10; М., 1978; Вержежский Л. Ф., Твердое тело при высоких давлениях. Избр. труды, М., 1981; Это же же, Синтетические алмазы и гидротрундулы. Избр. труды, М., 1982; Стишов С. М., Современное состояние физики высокого давления, «Вестн. АН СССР», 1981, № 9, с. 52; Агадулов Г. А., Гольдманский В. И., Превращения конденсированных веществ при их ударно-волновом сжатии в регулируемых термодинамических условиях, «Успехи химии», 1981, т. 50, № 10; Ионятовский Е. Г., Антонов В. Е., Белаши И. Т., Свойства фаз высокого давления в системах металл—водород, «УФН», 1982, т. 137, с. 663; Вержежский Л. Ф., High-pressure properties of matter, в кн.: Landolt—Bornstein, Numerical Tables and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, ed. IV, v. 4, B.-N., Y., 1980.

Динамические Д. в. — совокупность процессов ударных волн. Ударные волны сжатия возникают в средах, сжимаемость к-рых уменьшается с ростом давления. Ударные волны в конденсатах, средах от детонации и взрывчатого вещества (ВВ) достигают интенсивности в неск. десятков ГПа. Большие давления создаются при ударе по мишеням ударником, к-рый разгоняют с помощью пневматики, и пороховых пушек до скоростей ~ 2 км/с. С помощью ВВ можно разогнать ударник до скоростей, близких к скорости разлета продуктов взрыва (~ 10 км/с). При соударении такого ударника с мишенью могут достигаться Д. в. в неск. сотнях ГПа. Ещё большие (~ 1000 ГПа) Д. в. создаются с помощью *кулачковой эффект*. Действием сфокусированного лазерного излучения достигнуты давления ок. 1 тысячи ГПа. В экспериментах с подземными ядерными взрывами выполнялись исследования при Д. в. в неск. десятков тысяч ГПа.

В отличие от статич. Д. в., к-рые могут варьироваться независимо от темп-ры сжимаемого вещества, динам. Д. в. связаны с темп-рой. Темп-ра определяется ур-нем состояния вещества и зависит от величины достигнутого давления, и сжатия. В конденсиров. средах при Д. в. порядка неск. единиц или неск. десятков ГПа темп-ры достигают значений в сотни и тысячи К, при давлениях в сотни ГПа — десятки тысяч К. Существуют большие темп-р при том же давлении можно достичь при ударном сжатии вещества с повышенной нач. плотностью (попытки сжечь). Ударное сжатие — адiabatic, необратимый (неизоэнтропийный) процесс. Оно происходит с огромной скоростью в чрезвычайно узкой (для конденсиров. сред $\sim 10^{-2}$ — 10^{-3} А) зоне фронта ударной волны. При этом вещество нагревается за счёт адiabatic сжатия и сверх того вследствие дилатации, течений и потока тепла, обусловленных градиентами напряжений и темп-ры в ударном фронте. Падение же давления и темп-ры за ударным фронтом происходит со скоростью на много порядков меньшей, чем скорость роста в ударном фронте. Это процесс изоэнтропийный, и поэтому энергия ударной волны затрачивается на доп. нагрев сверхадiabatic. нагрев в-ва при ударном сжатии, после прохождения волны остается в среде.

С увеличением интенсивности ударной волны сверхадiabatic. нагрев растёт непропорционально давлению, и на него приходится всё большая доля полной энергии волны. Этим определяется предельное сжатие вещества, к-рое может быть достигнуто ударным сжатием: при бесконечном возрастании давления вся энергия волны расходуется на нагрев среды, и сжатие её прекращается. Для увеличения сжимаемости вещества в ударной волне уменьшать его нач. темп-ру или применять ступенчатое сжатие, когда конечное давление достигается не одной ударной волной, а серией последую-

щих друг за другом ударных волн меньшей интенсивности (квазиизоэнтропич. сжатие).

Максимально достижимые статич. Д. в. ограничены прочностными свойствами конструкц. материалов, но поддерживать состояние с высоким статич. давлением, в принципе, можно бесконечно долго. Принципиально достижимые значения динамич. Д. в. не ограничены (благодаря фундам. свойствам вещества — его иеридициности), однако время их действия вследствие возникновения в волне разрежения, движущихся со скоростью звука от свободных поверхностей ударно-сжатого тела, ограничено. Ударные волны сжатия движутся со скоростью, большей скорости звука в исходном веществе и меньшей, чем в ударно-сжатом. Поэтому волны разрежения догоняют фронт ударной волны и уменьшают давление в ней. По этой причине в реальном эксперименте удаётся поддерживать состояние с Д. в. лишь в течение неск. мкс и меньше (напр., при генерации ударных волн при лазерном воздействии).

Несмотря на кратковременность действия динамич. Д. в. разработаны исключительные прецизионные методы диагностики ударно-сжатого состояния. Законы сохранения массы и импульса связывают механич. параметры ударной волны: скорость волны D , скорость движения вещества за фронтом u , давление p и сжимаемость σ . Поэтому, чтобы определить их, достаточно два из них измерить экспериментально. Обычно измеряют D и u . При этом с помощью совр. осциллографов высокого разрешения и скоростных фоторегистров достигают точности измерений в доли процента. Для уменьшения интенсивностей ударных волн разработаны методы прямого определения p (пьезоэлектрики) и σ (импульсная рентгенокопия). Точность в этом случае не выше неск. процентов. Темп-ра определяется оптич. методом (в прозрачных средах), а также методом термопар. Точность определения темп-р значительно ниже, чем значений механич. параметров ударной волны.

В лауч. исследованиях динамич. Д. в. применяются для изучения свойств веществ в разл. агрегатных состояниях. При этом достигаются такие состояния, к-рые недоступны для др. методов (давления до тысяч ГПа, магн. поля до десятков млн. эрстедт и т. д.). Помимо ур-ня состояния, в экспериментах с динамич. Д. в. исследуют оптич., магн. и электрич. характеристики материалов. Известны работы, и к-рые для изучения свойств твёрдых тел в условиях динамич. Д. в. применяются импульсная *рентгенография материалов* и вынужденное *Мандельштама — Бриллюэна* рассеяние. В силу кратковременности действия ударной волны и особенно вследствие огромных скоростей сжатия вещества во фронте ударной волны в среде могут возникать сильно неравновесные состояния. Исследованы в этих условиях разл. релаксационные процессы (хим. реакции, полиморфных переходов и др.) показало, что ударно-волновое воздействие следует рассматривать как новый тип воздействия на среду, т. к. часто оно приводит к результатам, к-рые либо трудно, либо невозможно получить др. способами. Так, дипольные молекулы под действием ударного фронта ориентируются по ходу волны. Этот эффект в условиях статич. Д. в. невозможен. Под действием ударных волн осуществляются разл. хим. реакции, при этом образуются продукты, специфические только для ударно-волнового воздействия. Напр., ароматич. соединения в слабах ударных волнах ($[11 \pm 15] \cdot 10^8$ атм, темп-ра 100 ± 200 °C) претерпевают частичное разложение с разрушением безаольного кольца. Эта атомич. деструкция обусловлена неравновесным состоянием вещества в зоне ударного нежания. В статич. условиях при таких же значениях давлений и темп-ры эти соединения не разлагаются совсем, при нормальных давлениях и высоких темп-рах разлагаются с сохранением безаольного кольца, при дальнейшем росте темп-ры (до 2000 °C) происходит их полная графитизация. Под действием ударных волн мн. вещества претерпевают полиморфные переходы со

скоростью распространения ударной волны, с такими же скоростями осуществляются реакции полимеризации век-рых мономеров. Причём полимеризация идёт без катализаторов и часто с образованием необычных продуктов.

Ударное сжатие не является гидростатическим. С макроскопич. точки зрения, воздействие ударной волны любой интенсивности является одноосным, однако одноосное сжатие реализуется только в ударных волнах, интенсивность к-рых не превышает динамич. предела текучести. В более сильных волнах известно сжимается объёмно. Переход от одноосного сжатия к объёмному в гадоинамич. отношении является аналогом полиморфного превращения и так же, как последнее, носит релаксац. характер. Различие здесь состоит только в том, что при полиморфном превращении осуществляется переход в новую кристаллич. структуру, а при итере тедом прочности — в исходную, но с меньшими параметрами. При переходе к объёмному сжатию во фронте волны в огромном кол-ве генерируются различные дефекты, а хрупкие материалы дробятся до частиц микронных размеров. В противнородности, как правило, в медьных, когда деформируются частиц, как дробило, умишается, при дроблении ударной волной дефектность возрастает, если, конечно, интенсивность ударной волны была не слишком высокой. Под действием сильных ударных волн остаточная тем-ра может оказаться выше тем-ры рекристаллизации, и тогда дефектность частиц, естественно, умишается.

После сжатия вещество с большой скоростью адиабатически охлаждается в волне разрежения. Скорость охлаждения достигает 10^4 К/с и более. Благодаря этому удаётся получать метастабильные в нормальных условиях соединения и сплавы. Так, напр., в динамич. Д. в. получен сплав W с Mn (тем-ра плавления W составляет 3380 °C, а Mn кипит при 2200 °C), к-рый др. способами получить не удавалось.

Динамич. Д. в., создаваемые взрывом ВВ, применяются в стр-не и горном деле, для сварки, резки, упрочнения, штамповки, снятия напряжений в сварных швах, пресования и т. д. С помощью Д. в. синтезируются значит. кол-во алмазов и алмазоподобных модификаций нитрида бора. Дальнейшее детальное изучение структуры ударных волн в разл. средах позволит направленно использовать особенности ударно-волнового воздействия для исследований механизма физ.-хим. процессов ударного сжатия и разл. применений.

Лит.: Зельдович И. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., 1963; Кормер С. Б., Оптические исследования свойств ударно сжатых конденсированных диэлектриков, УФН, 1968, т. 94, с. 641; Действие излучения большой мощности на металлы, М., 1970; Д е р б а с А. А., Физика упрочнения и старения взрывом, 2 изд., Новосибир., 1980.

А. Н. Дремич.

ДАВЛЕНИЕ ЗВУКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (радиационное давление звука, давление звука) — среднее по времени избыточное давление на препятствие, помещённое в звуковом поле. Д. з. и. определяется импульсом, передаваемым волной в единицу времени на единицу площади препятствия. Д. з. и. на полностью отражающую звуку плоскую поверхность при нормальном падении на неё плоской волны определяется ф-лой (Дж. У. Струтт, Рэлей (J. W. Strutt, Rayleigh), 1902):

$$P = \frac{\gamma + 1}{8} \rho v^2 = (\gamma + 1) E_k, \quad (1)$$

где ρ — плотность невозмущённой среды, v — амплитуда колебательной скорости частиц в пучности скорости стоячей волны, E_k — средняя по времени и пространству плотность кинетич. энергии звуковой волны, γ — показатель адиабаты, равный в случае газов отношению c_p/c_v (c_p и c_v — теплоёмкости при пост. давлении и объёме). Д. з. и., определяемое ф-лой (1) (т. е. давление Рэлея), наблюдается, напр., в жёсткой трубе, где волну можно считать плоской.

Д. з. и., создаваемое звуковым пучком или лучом, т. е. ограниченной по фронту плоской волной, распространяющейся в безграничной невозмущённой среде, при нормальном падении на полностью отражающую плоскую поверхность (т. е. давление Ланжевена) определяется ф-лой [П. Ланжевен (P. Langevin), 1932]:

$$P = \rho v^2/4 = 2E_k. \quad (2)$$

Когда средние по времени плотности потенциальной и кинетич. энергий равны друг другу, давления Рэлея и Ланжевена пропорциональны плотности полной энергии звуковой волны (аналогично давлению света) или интенсивности звука. Давление Ланжевена на частицу отражающе твёрдое препятствие равно

$$P = (1 + R^2) E, \quad (3)$$

где R — коэф. отражения по давлению (см. Отражение звука), E — среднее по времени значение плотности полной энергии в падающей волне. При нормальном падении звукового пучка на поверхность раздела двух сред эта поверхность испытывает Д. з. и., выражаемое ф-лой

$$P = 2E_{к1} (1 + R^2) - 2E_{к2},$$

где $E_{к1}$ и $E_{к2}$ — средние по времени значения плотности кинетич. энергии падающей волны и 1-й среде и прошедшей волны во 2-й среде. Если $R=0$, то P определяется только плотностью кинетич. энергии в обеих средах и не зависит от направления распространения волны относительно границы. Д. з. и. — эффект второго порядка малости; оно мало по сравнению с амплитудой переменного звукового давления p_0 . Напр., в воде при интенсивности звука $\approx 10 \text{ Вт/см}^2$ $R \approx 5 \cdot 10^3$ Па, а Д. з. и. $P \approx 10^2$ Па. В воздухе при интенсивности звука 1 Вт/см^2 , т. е. при уровне интенсивности 160 Дб, достигаемом в промышленных установках для коагуляции аэрозолей, $R \approx 3 \cdot 10^4$ Па, а $P \approx 10$ Па.

Д. з. и., действующее на границе раздела двух жидких или жидкой и газообразной сред, приводит к испучиванию поверхности раздела, к-рое при достаточной интенсивности звука переходит в фонтанирование. Это явление используется при УЗ-распылении жидкостей (см. Диспергирование). Д. з. и. играет важную роль в процессе коагуляции акустической аэрозолей. Д. з. и. используются при определении абс. значения интенсивности звука с помощью радиометра акустического. В условиях неомомости может применяться для стабилизации предметов в пространстве, переклачки жидкостей и т. д.

Лит.: Струтт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1933, § 253а; Кра с и л и н и к о в В. А., Б р и л л о в В. В., Введение в физику акустики, М., 1984.

К. А. Нуровых.

ДАВЛЕНИЕ СВЕТА — давление, оказываемое светом на отражающие и поглощающие тела, частицы, а также отдельные молекулы и атомы; одно из *поперечнотермич. действий света*, связанное с передачей импульса эл.-магн. поля веществу. Гипотеза о существовании Д. с. была впервые высказана И. Кеплером (J. Kepler) в 17 в. для объяснения отклонения хвостов комет от Солнца. Теория Д. с. в рамках классич. электродинамики дана Дж. Максвеллом (J. Maxwell) в 1873. В ней Д. с. тесно связано с рассеянием и поглощением эл.-магн. волны частицами вещества. В рамках квантовой теории Д. с. — результат передачи импульса фотонами телу.

При нормальном падении света на поверхность твёрдого тела Д. с. определяется формулой $p = S(1 - R)/c$, где S — плотность потока энергии (интенсивность света), R — коэф. отражения света от поверхности.

Экспериментально Д. с. на твёрдые тела было впервые исследовано П. И. Лебедевым в 1899. Осн. трудности в эксперим. обнаружении Д. с. заключались в выделении его на фоне радиометрич. и конвективных сил, величина к-рых зависит от давления окружающего

тело газа и при недостаточном вакууме может превращать Д. с. на неск. порядков. В опытах Лебедева в вакуумированном ($\sim 10^{-4}$ мм рт. ст.) стеклянном сосуде на тонкой серебряной нити подвешивались коромысла крутильных весов с закрепленными на них тонкими дисками-крыльшками, к-рые и облучались. Крыльшки изготавливались из разл. металлов и слюды с идентичными противоположными поверхностями. Последовательно облучая переднюю и заднюю поверхности крыльшек разл. толщины, Лебедеву удалось нивелировать остаточное действие радиометрич. сил и получить удовлетворительное (с ошибкой $\pm 20\%$) согласие с теорией Максвелла. В 1907—10 Лебедев выполнил ещё более тонкие эксперименты по исследованию Д. с. на газы и также получил хорошее согласие с теорией.

Д. с. играет большую роль в астр. и атомных явлениях. В астрофизике Д. с. наружу с давлением газа обеспечивает стабильность звёзд, противодействуя силам гравитации. Действием Д. с. объясняются нек-рые формы кометных хвостов. К атомным эффектам относятся т. н. *световая отдача*, к-рую испытывает возбуждённый атом при испускании фотона.

В конденсаторах, средах Д. с. может вызывать ток носителей (см. *Светозлектрический эффект*).

Специфич. особенности Д. с. обнаруживаются в разреженных атомных системах при резонансном рассеянии интенсивного света, когда частота лазерного излучения равна частоте атомного перехода. Поглощая фотон, атом получает импульс в направлении лазерного пучка и переходит в возбуждённое состояние. Далее, спонтанно испуская фотон, атом приобретает импульс (с световой отдачей) в произвольном направлении. При последующих поглощениях и спонтанных испусканиях фотонов произвольно направленные импульсы световой отдачи взаимно гасятся, и, в конечном итоге, резонансный атом получает импульс, направленный вдоль светового луча — резонансное Д. с.

Сила F резонансного Д. с. на атом определяется как импульс, передаваемый потоком фотонов с плотностью N в ед. времени: $F = N\hbar k_0$, где $\hbar k_0 = 2\pi\hbar/\lambda$ — импульс одного фотона, $\sigma \approx \lambda^2$ — сечение поглощения резонансного фотона, λ — длина волны света. При относительно малых плотностях излучения резонансное Д. с. прямо пропорционально интенсивности света. При больших плотностях N в связи с конечным ($\neq 0$) временем жизни возбуждённого уровня происходит насыщение поглощения и насыщение резонансного Д. с. (см. *Насыщения эффект*). В этом случае Д. с. создают фотоны, спонтанно испускаемые атомами со средней частотой γ (обратной времени жизни возбуждённого атома) в случайном направлении, определяемом диаграммой испускания атома. Сила светового давления перестаёт зависеть от интенсивности, а определяется скоростью спонтанных актов испускания: $F \sim \hbar k_0 \gamma$. Для типичных значений $\gamma \approx 10^8$ с $^{-1}$ и $\lambda \approx 0,6$ мкм сила Д. с. $F \approx 5 \times 10^{-8}$ эВ/см; при насыщении резонансное Д. с. может создавать ускорение атомов до 10^8 г (г — ускорение свободного падения). Столь большие силы позволяют селективно удерживать атомными пучками, варьируя частоту света и по-разному воздействуя на группы атомов, мало отличающиеся частотам резонансного поглощения. В частности, удаётся снимать максвелловское распределение по скоростям, убирая на пучка высокоскоростные атомы. Свет лазера направляя навстречу атомному пучку, подбирая при этом частоту и форму спектра излучения так, чтобы наиб. сильное тормозящее действие Д. с. испытывали наиб. быстрые атомы из-за их большего доплеровского смещения резонансной частоты. Другим возможным применением резонансного Д. с. является разделение газов: при облучении двухкамерного сосуда, наполненного смесью двух газов, один из к-рых находится в резонансе с излучением, резонансные атомы под действием Д. с. перейдут в дальнюю камеру.

Своеобразные черты имеет резонансное Д. с. на атомы, помещённые в поле интенсивной стоячей волны. С квантовой точки зрения стоячая волна, образованная встречными потоками фотонов, вызывает толчки атома, обусловленные поглощением фотонов и их стимулированным испусканием. Средняя сила, действующая на атом, при этом не равна нулю вследствие неоднородности поля на длине волны. С классич. точки зрения сила Д. с. обусловлена действием пространственно неоднородного поля на навесный или атомный диполь. Эта сила минимальна в узлах, где дипольный момент не нависает, и в пучностях, где градиент поля обращается в нуль. Макс. сила Д. с. по порядку величины равна $F \approx \pm Ekd$ (здесь k относится к синфазному и противофазному движению диполей с моментом d по отношению к полю с напряжённостью E). Эта сила может достигать гигантских значений: для $d \approx 1$ дебай, $\lambda \approx 0,6$ мкм и $E \approx 10^8$ В/см сила $F \approx 5 \cdot 10^2$ эВ/см.

Поле стоячей волны рассматривает пучок атомов, проходящий сквозь луч света, т. к. диполи, колеблющиеся в противофазе, вытесняются по разл. траекториям подобно атомам в *Штерна — Герлаха опыте*. В лазерных пучках на атомы, двигающиеся вдоль луча, действует радиальная сила Д. с., обусловленная радиальной неоднородностью плотности светового поля.

Как в стоячей, так и в бегущей волне происходит не только детерминированное движение атомов, но и их диффузия в фазовом пространстве вследствие того, что акты поглощения и испускания фотонов — чисто квантовые случайные процессы. Коэф. пространств. диффузии для атома с массой M в бегущей волне равен $D \approx (k/M)\gamma^{-1}$.

Подобные рассмотренному резонансное Д. с. могут испытывать и квазичастицы в твёрдых телах: электроны, экситоны и др.

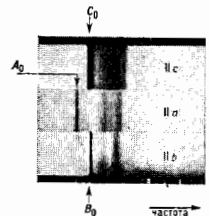
Лит.: Лебедев И. Н., Собр. соч., М., 1963; Эши и И. А., Давление лазерного излучения, [пер. с англ.], «УФН», 1973, т. 110, с. 101; Казанцев А. П., Резонансное световое давление, там же, 1978, т. 124, с. 113.

С. Г. ПРАСИБАВСКИЙ, Ю. А. ЧИСТЯКОВ.

ДАВЫДОВСКОЕ РАССЕЛЕНИЕ — явление, состоящее в том, что спектры молекулярных кристаллов содержат мультиплеты полос экзитонного поглощения (см. *Молекулярные экситоны*), соответствующие неэквивалентным возбуждённым состояниям молекул. Д. р. наблюдается в молекулярных кристаллах, содержащих в элементарной ячейке более одной молекулы. Такие мультиплеты (дублеты, триплеты), впервые рассмотренные А. С. Давыдовым в 1948, наз. давыдовскими или экзитонными мультиплетами.

Физ. механизм Д. р. состоит в следующем: элементарная ячейка молекулярного кристалла обычно содержит неск. химически идентичных молекул, ориентированных под углом друг к другу, но составляющих одинаковые углы с кристаллографич. осями. Вследствие этого уровни энергии всех молекул совпадают. Взаимодействие молекул приводит к образованию из

Спектр кристалла бензола (орторомбический кристалл, $\sigma = 4$) в подполяризованном свете. Полосы A_2 , B_2 и C_0 составляют экзитонный триплет; a , b и c — направления кристаллографических осей (широкополосное поглощение с высокочастотной стороны соответствует фоновым «крыльям» этих полос).



их возбуждённых уровней экзитонных зон. Если молекулярный уровень не вырожден, то число экзитонных зон равно числу σ молекул в ячейке. В спектре поглощения кристалла каждой зоне соответствует относительно узкая полоса, отвечающая состоянию с нулевым *квантовым импульсом* k экситона. Правила отбора, связан-

ные с точечной группой симметрии кристаллов, приводят к поляризации полюс мультиплета по осям симметрии кристалла и могут запрещать переходы в некоторые из зон. Поляризационные полюсы экспериментально открыты А. Ф. Прихотко в 1944 и названы кристаллическими полюсами или К-полюсами (рис.).

Д. р. является простейшим признаком, позволяющим экспериментально установить экситонную природу поглощения. Его величина определяется величиной интеграла передачи возбуждения молекулами.

Д. р. наблюдалась для молекулярных экситонов разл. природы — экзитонных возбуждений синглетных (сним $J=0$) и триплетных ($J=1$); внутримолекулярных колебательных возбуждений; возбуждений типа спиновых волн и др.

Лит.: Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Броуде В. Л., Рабба Э. И., Шекса Б. Ф., Спектроскопия молекулярных экситонов, М., 1981.

Э. И. Рабба.

ДАЙСОНА УРАВНЕНИЯ в квантовой теории и — уравнения движения для квантовой системы с бесконечным числом степеней свободы (напр., системы квантовых полей), записанные не для операторных полевых функций, а для пропаторов (одночастичных Грина функций) и вершинных функций. Д. у. представляют собой бесконечную цепочку зацепляющихся нелинейных интегральных ур-ний, аналогичную цепочке ур-ний для корреляционных функций (многочастичных функций распределения) статистической механики. Они могут быть получены либо из Швингера уравнений, либо графич. путём — суммированием вкладов Фейнмана диаграмм.

В квантовой электродинамике [где они впервые были получены Ф. Дайсоном (F. Dyson)] два первых Д. у. для «одетых взаимодействием» электронного G и фотонного D пропаторов имеют вид

$$G(x, y) = G^0(x-y) + e \int G^0(x-z) A_v(z) \gamma^v dz G(z, y) -$$

$$- ie \iiint G^0(x-z) dz \gamma^{\mu} G(z, \tau) d\tau \Gamma^{\nu}(\tau, y; \eta) d\eta D_{\mu\nu}(\eta, z),$$

$$D_{\mu\nu}(x, y) = D^0_{\mu\nu}(x-y) - ie \iiint D^0_{\mu\rho}(x-\zeta) d\zeta \times$$

$$\times \text{Sp}[\gamma^{\rho} G(\zeta, \eta) d\eta \Gamma_{\nu}(\eta, \theta; \gamma) d\theta G(\theta, \zeta)],$$

где γ^v — Дирака матрицы, $v=0, 1, 2, 3$, G^0 и D^0 — «голые» пропаторы (т. е. Грина функции свободных полей), $A(x)$ — внеш. электромагн. поле (если оно отлично от нуля), одетое радиационными поправками, а Γ_{ν} — вершинная ф-ция квантовой электродинамики, для к-рой, в свою очередь, может быть выписано интегральное ур-ние, содержащее шаряду с G , D и Γ электрон-фотонную 4-концевую вершинную ф-цию $K_{\mu\nu}$, и т. д. (x, y, z — пространственно-временные точки). Т. о., любая конечная система Д. у. является незамкнутой.

Часто используют сокращённую символич. запись Д. у.:

$$G = G^0 + eG^0 A G - ie G^0 \gamma G D,$$

$$D = D^0 - ie D^0 \gamma G G.$$

Д. у. также могут быть записаны в интегро-дифференциальной форме. Действуя, напр., на второе из ур-ний (1) оператором Д'Аламбера \square по переменной x с учётом того, что $\square D^0_{\mu\nu}(x-y) = \delta(x-y) \delta_{\mu\nu}$ (где $\delta_{\mu\nu}$ — Кронекера символ, $\delta(x-y)$ — дельта-функция Дирака), получаем

$$\square D_{\mu\nu}(x-y) + PD_{\mu\nu}(x, y) = \delta(x-y) \delta_{\mu\nu}. \quad (2)$$

Здесь P — полярная оператор, к-рый, используя символич. форму записи, можно представить в виде

$$P = ie [\gamma G G] D^{-1},$$

причём D^{-1} — оператор, обратный к D ($D^{-1}D=1$).

Ур-ние (2) является обобщением дифференциального ур-ния для D^0 на случай учёта квантового взаимодей-

ствия между полями. Из интегро-дифференциальных ур-ний для пропаторов можно получить соответствующие однородные ур-ния для операторов взаимодействующих полей. Напр., из ур-ния (2) следует

$$\square A_{\nu}(x) + PA_{\nu}(x) = 0.$$

С распространением квантовополевых методов Д. у. стали использоваться в квантовой статистике, физике, теории турбулентности и нек-рых др. областях теоретической физики.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1981, § 38. Д. В. Ширков.

Д'АЛАМБЕРА ОПЕРАТОР — дифференциальный оператор

$$\square \equiv \Delta - c^{-2} (\partial^2 / \partial t^2),$$

где Δ — Лапласа оператор, c — постоянная. Назван по имени Ж. Д'Аламбера (J. D'Alembert). Д. о. наз. также даламбертианом или волновым оператором, т. к. с его помощью удобно записывать волновые уравнения. Рассматривают также обобщённый Д. о.

$$\square = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left(\sqrt{-g} g^{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \right),$$

где $g^{\alpha\beta}$ — метрич. тензор, g — детерминант соответствующей ему матрицы. С. В. Молодцов.

Д'АЛАМБЕРА ПРИНЦИП — один из осн. принципов динамики, согласно к-рому приложенные к точкам материальной системы «задаваемые» (активные) силы могут быть разложены на «движущиеся» силы, т. е. силы, сообщающие точкам системы ускорения, и на «отерянные» силы, к-рые уравновешиваются противодействующими (реакциями) связей. Назван по имени Ж. Д'Аламбера. Д. п. широко применяется для решения задач динамики несвободных систем тел (механизмов, машин и т. п.).

Для свободной материальной точки задаваемая сила F равна движущей силе $m\dot{v}$, где m — масса точки, v — полученное ею ускорение. Существенно новым в Д. п. является указание на то, что для несвободной точки (см. Связи механические) задаваемая сила не равна движущей и что для каждой i -й точки несвободной системы

$$F_i = m_i \dot{v}_i + P_i, \quad (1)$$

где P_i — потерянная сила. Т. к. потерянная сила уравновешивается реакцией связи N_i , то $P_i + N_i = 0$ или $F_i = -N_i$. Тогда ур-ния (1) можно привести вид

$$F_i + N_i - m_i \dot{v}_i = 0. \quad (2)$$

В дальнейшем (нач. 19 в.) величину $J_i = -m_i \dot{v}_i$ стали именовать силой инерции материальной точки и представлять ур-ния (2) в виде

$$F_i + N_i + J_i = 0. \quad (3)$$

Равенства (3) приводит к другой формулировке Д. п.: если к действующим на точку материальной системы заданным (активным) силам и реакциям связей присоединить соответствующие силы инерции, то полученная система сил будет находиться в равновесии и к ней будут применимы все ур-ния статики. В этой форме Д. п. представляет основу кинестатики — раздела механики, в к-ром излагаются приёмы решения динамич. задач сравнительно простыми методами статики и к-рый нашёл поэтому важные применения в разл. областях техники, особенно в теории механизмов и машин.

Другой метод решения задач динамики несвободных систем, исключающий при рассмотрении неизвестные реакции связей, вытекает из Д'Аламбера — Лагранжа принципа.

Лит. см. при ст. Механика. С. М. Тарг. **Д'АЛАМБЕРА УРАВНЕНИЕ** — неоднородное волновое уравнение $\Delta \psi - c^{-2} \partial^2 \psi / \partial t^2 = f(r, t)$. В случае одной пространств. координаты это ур-ние описывает малые

колебания бесконечно тонкой однородной струны. В 1747 Ж. Д'Аламбер сформулировал эту задачу в виде ур-ния и получил решение соответствующей задачи Коши (см. Д'Аламбера формула). С. В. Молодцов.

Д'АЛАМБЕРА ФОРМУЛА — формула, описывающая решение Коши задачи для одномерного волнового уравнения

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} u(x, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u(x, t) = f(x, t)$$

в области $t > 0, -\infty < x < \infty$ с начальными условиями $u(x, t)|_{t=0} = \varphi(x), u_t(x, t)|_{t=0} = \psi(x)$:

$$u(x, t) = -\frac{c}{2} \int_0^t \int_{x-c(t-\tau)}^{x+c(t-\tau)} f(\tau, \xi) d\xi d\tau + \\ + (2c)^{-1} \int_{x-ct}^{x+ct} \psi(\xi) d\xi + [\varphi(x+ct) + \varphi(x-ct)]/2.$$

При этом $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ должны быть дважды непрерывно дифференцируемы, а функция $f(x, t)$ должна быть непрерывна вместе с первой производной по x в полуплоскости $t \geq 0, -\infty < x < \infty$. Д. Ф. получена Ж. Д'Аламбером в 1747.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; В. Л. Д. М. и др. В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

Д'АЛАМБЕРА — ЛАГРАНЖА ПРИНЦИП — один из осн. принципов механики, устанавливающий важное свойство движения механич. систем с любыми идеальными связями и дающий общий метод решения задач динамики (и статики) для этих систем. Д.—Л. п. можно рассматривать как соответствующее обобщение Д'Аламбера принципа и возможных перемещений принципа. Из принципа Д'Аламбера следует, что действующие на каждую точку системы активные силы F_i^a и реакции связей могут быть уравновешены силой инерции $F_i^i = -m_i a_i$, где m_i — масса этой точки, a_i — её ускорение. Д.—Л. п. выражает этот результат в форме, исключающей из рассмотрения все янерц. неизвестные реакции связей: истинное движение механич. системы с любыми удерживающими идеальными связями отличается от всех кинематически возможных тем, что только для истинного движения сумма элементарных работ всех активных сил и сил инерции на любом возможном перемещении системы равна в каждый данный момент времени нулю. Математически Д.—Л. п. выражается равенством, к-рое наз. также общим ур-нем механики:

$$\sum_{i=1}^n (F_i^a - m_i a_i) \delta r_i = \sum_{i=1}^n (\delta A_i^a + \delta A_i^i) = 0, \quad (1)$$

где δr_i — векторы возможных перемещений точек системы, а δA_i^a и δA_i^i означают символически соответственно элементарные работы активных сил и сил инерции. Ур-ние (1) может применяться к решению задач непосредственно, так же, как и принцип возможных перемещений. Наиб. простую форму Д.—Л. п. принимают при переходе к обобщённым координатам q_i , число к-рых равно числу степеней свободы системы. Тогда для голономных связей ур-ние (1) принимает вид

$$\sum_{i=1}^s (Q_i^a + Q_i^i) \delta q_i = 0, \quad (2)$$

где Q_i^a — обобщённые активные силы, Q_i^i — обобщённые силы инерции. Из (2), в силу независимости между собой координат q_i , вытекает с равенство:

$$Q_i^a + Q_i^i = 0 \quad (i=1, 2, \dots, s). \quad (3)$$

Отсюда следует, что при движении голономной системы каждая из обобщённых активных сил может быть в данный момент времени уравновешена соответствующей

щей обобщённой силой инерции. Если выразить все Q_i^a через кинетич. энергию системы, то равенства (3) обратятся в Лагранжа уравнения механики.

Лит. см. при ст. Механика. С. М. Тарг.
Д'АЛАМБЕРА — ЭЙЛЕРА ПАРАДОКС — положение гидродинамики, согласно к-рому при равномерном и прямолинейном движении тела произвольной формы, по конечным размерам внутри безграничной несжимаемой жидкости, лишённой вязкости, вихреобразований и поверхностной разрыва скоростей, результирующая сила сопротивления жидкости движению тела равна нулю [высказано Ж. Д'Аламбером в 1744 и Л. Эйлером (L. Euler) в 1745]. Д.—Э. п. строго доказан и для идеального совершенного газа, движущегося адиабатически. Физическое отсутствие сопротивления объясняется тем, что при указанных условиях поток жидкости или газа должен замыкаться нозади движущегося тела, причём жидкость оказывает на заднюю сторону тела воздействие, уравновешивающее воздействие (всегда имеющее место) на переднюю сторону.

В действительности тело при своём движении в жидкости или газе всегда испытывает сопротивление. Противоречие между действительностью и содержанием Д.—Э. п. объясняется тем, что в реальной среде не выполняются те предположения, из к-рых строится доказательство парадокса. При движении тела в жидкости всегда проявляется вязкость жидкости, образуются вихри (в особенности нозади тела) и возникают поверхности разрыва скорости. Эти термодинамически необратимые процессы в вызывают сопротивление движению тела со стороны жидкости.

ДАЛЬНИЙ И БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК — наличие пространств. корреляции микроструктуры вещества либо в пределах всего макроскопич. образца (дальний и порядок), либо в области с конечным радиусом корреляции (ближний порядок). Состояние вещества, характеризующее наличием дальнего порядка, наз. упорядоченной фазой, а состояние, в к-ром дальний порядок отсутствует, — неупорядоченной фазой. Фазовый переход из неупорядоченной фазы в упорядоченную может быть переходом первого или второго рода. Если упорядочение происходит в результате фазового перехода второго рода, то в неупорядоченной фазе есть ближний порядок, причём при приближении к точке перехода корреляц. радиус $R_c \rightarrow \infty$.

Различаются след. виды упорядочения: координационное (в расположении частиц вещества); ориентационное (в ориентации частиц); магнитное (упорядочение в ориентации магн. моментов).

Координационное упорядочение. В жидкости вероятность пребывания атома в точке с координатами r или её удельная плотность в среднем одинаковы, т. е. ср. удельная плотность ρ не зависит от r . Однако в жидкости существуют корреляции в расположении соседних атомов. Корреляционная функция, описывающая отклонения ρ от $\langle \rho \rangle$ в разных точках жидкости:

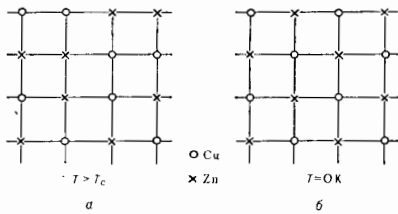
$$\Phi(r-r') = \delta\rho(r) \delta\rho(r'), \quad (4)$$

отлична от 0 при $r-r' < R_c$. Т. о., атомы жидкости на расстояниях, меньших R_c , образуют ближний координац. порядок. Отклонение ρ от $\langle \rho \rangle$ параметра м е р о н о р я д к а.

При кристаллизации возникает периодич. пространств. модуляция ρ , т. к. атомы в кристаллах занимают положения, отвечающие узлам кристаллич. решётки. В результате отклонение плотности от средней $\vec{\rho} \rightarrow \delta\rho(r) = \rho(r) - \langle \rho \rangle$ становится периодич. Ф-цией координат. Это означает, что в кристаллах имеет место дальний координац. порядок.

Другой пример координац. упорядочения дают сплавы. Напр., сплав, содержащий равные количества Си и Zn, имеет простую кубич. решётку. При высоких темп-рах в результате диффузии её узлы заняты рав-

ной вероятностью атомами Cu или Zn (рис. а) и средняя плотность атомов Cu однородна, т. е. ρ_{Cu} не зависит от координат узла (неупорядоченная фаза). При понижении темп-ры атомы Cu и Zn образуют правильное расположение (упорядоченная фаза, рис. б).



Если ввести параметр порядка $\eta(r) = \bar{\rho}_{Cu}(r) - \bar{\rho}_{Zn}(r)$, то при высокой темп-ре $\eta(r) = 0$, а при низкой темп-ре $\eta(r) = \pm \frac{1}{2}(\rho_{Cu} - \rho_{Zn})$. (2)

Переход из неупорядоченной фазы в упорядоченную в сплавах часто происходит в результате фазового перехода 2-го рода. При этом упорядочение происходит постепенно, т. е. параметр порядка $\eta = 0$ для темп-р $T > T_c$ (T_c — темп-ра фазового перехода), а при $T < T_c$ η постепенно возрастает с понижением темп-ры. При $T > T_c$ дальнего порядка нет, но ближний порядок есть. Это означает, что, хотя для двух узлов, удалённых друг от друга на расстояния $R > R_c$, вероятности занять их атомами Cu одинаковы, на расстояниях $R < R_c$ эти вероятности коррелируют друг с другом, как в упорядоченной фазе. При приближении к T_c радиус корреляции $R_c \rightarrow \infty$ и ближний порядок превращается в дальний.

И в кристаллах, и в сплавах высокотемпературная фаза является неупорядоченной. Такая ситуация, как правило, типична для всех видов упорядочения. При повышении темп-ры разупорядочивающее тепловое движение становится более интенсивным, что приводит при достаточно высоких темп-рах к разрушению корреляций, т. е. к отсутствию дальнего порядка и ослаблению ближнего порядка (к уменьшению R_c).

Ориентационное и магнитное упорядочения. В изотропной жидкости, состоящей из анизотропных, но случайно ориентированных молекул, может происходить фазовый переход в анизотропную жидкость, в к-рой молекулы имеют преимуществ. ориентацию (см. *Жидкие кристаллы*). Параметром порядка при таком ориентационном упорядочении является спонтанная поляризация или константа анизотропии диэлектрической проницаемости ϵ , равные 0 в изотропной жидкости и отличные от 0 в жидком кристалле.

Магн. упорядочение состоит в том, что магн. моменты атомов, ориентированные при высокой темп-ре в разных точках независимо (*парамагнетик*), при понижении темп-ры ниже точек Кюри или Нееля упорядочиваются и либо имеют одинаковое направление и ориентацию (*ферромагнетик*), либо одинаковое направление, но разные ориентации. В последнем случае они образуют магн. подрешётки, причём ориентации магн. моментов для атомов каждой подрешётки одинаковы, а для атомов разных подрешёток — противоположны (*антиферромагнетик*). Параметром порядка в ферромагнетиках является намагниченность.

Упорядочение в квантовых жидкостях. Все перечисленные виды упорядочения имели в качестве параметра порядка классич. величину. Имеется важная группа упорядочивающихся систем, в к-рых параметром порядка является макроскопич. волновая ф-ция всего образца. Такое квантовое упорядочение есть в сверхтекучем состоянии изотопов гелия HeII, $^3\text{He} - \text{A}$, $^3\text{He} - \text{B}$

(см. *Гелий жидкий, Сверхтекучесть*) и в сверхпроводящей фазе металлов (см. *Сверхпроводимость*). В этих случаях при темп-ре T выше темп-ры фазового перехода T_c волновые ф-ции всех частиц, относящиеся к удалённым друг от друга точкам пространства, скоррелированы. Упорядоченное состояние характеризуется скоррелированной фазой волновых ф-ций частиц, к-рая может измениться по всёму образцу в целом, но не может измениться независимо в разных точках.

Изменение симметрии при упорядочении. В классификации упорядоченных и неупорядоченных фаз важную роль играет симметрия. Напр., в случае сплава в высокотемпературной фазе все узлы решётки эквивалентны, поэтому здесь имеет место инвариантность относительно трансляции на любое число периодов кристаллич. решётки, т. е. непрерывная симметрия. В упорядоченной фазе сплава эквивалентны только узлы, аянтые, напр., атомами Cu. Ей отвечает инвариантность относительно таких трансляций, к-рые переводят один из узлов, занятых атомом Cu, в другой (дискретная симметрия). Т. о., упорядоченной фазе отвечает более низкая симметрия.

В момент фазового перехода симметрия меняется скачком. Однако параметр порядка, к-рый является количеств. мерой нарушения симметрии, может возникать как скачком, так и непрерывно. Математич. теория, классифицирующей симметрии разл. фаз, является теория *групп*. Изучение симметрии упорядоченной и неупорядоченной фаз позволяет, в частности, выяснить тип фазового перехода.

Если при упорядочении нарушается непрерывная симметрия, то говорят, что упорядоченная фаза обладает дополнительной по сравнению с неупорядоченной фазой «жёсткостью». Это означает, что малая деформация требует дополнит. затрат энергии. Напр., при переходе жидкости в кристаллич. состояние нарушается инвариантность относительно трансляции частиц на произвольный вектор \mathbf{a} . Следствием этого является появление в твёрдом теле доплит. жёсткости по отношению к деформации сдвига, к-рая отсутствует в жидкости. В HeII при согласованных изменениях фазы (φ) волновой ф-ции возникает доплит. свободная энергия $F = \frac{1}{2} \rho_s \nabla \varphi^2$, где ρ_s — удельная плотность сверхтекучей компоненты — играет роль коэф. жёсткости. Если переход в упорядоченное состояние является переходом 2-го рода, то в точке перехода $\rho_s \rightarrow 0$.

Примером, когда при упорядочении не возникает доплит. жёсткости, является упорядочивание сплава. В этом случае в результате упорядочения нарушается не непрерывная, а дискретная симметрия относительно трансляции на периоды исходной решётки.

Упорядочение в одномерных (цепочки) и двумерных (плёнки) системах имеет ряд особенностей: как правило, дальний порядок при любой конечной темп-ре в них отсутствует, но при низких темп-рах есть ближний порядок с большим радиусом корреляции R_c . Если при упорядочении нарушается дискретная симметрия, то в двумерном случае возможен дальний порядок. В одномерном же случае дальнего порядка нет, но $R_c \sim \exp(J/kT)$, где J — «выигрыш» в энергии при упорядочении. Если при упорядочении нарушается непрерывная симметрия, то дальнего порядка нет и в двумерных и в одномерных системах; $R_c \sim \exp(J/kT)$ в двумерном или $R_c \sim J/kT$ в одномерном случае.

Если между цепочками или плёнками есть слабое взаимодействие, то при высокой темп-ре отсутствуют и дальний и ближний порядок, при понижении темп-ры возникает область ближнего порядка с большим R_c , и при самых низких темп-рах возникает дальний порядок (см. *Квазиодномерные соединения, Квазидвумерные соединения*).

Многократное упорядочение. Вещество, в к-ром уже произошло кристаллич. упорядочение, может при

понижения T испытать вторичное упорядочение, приходящее к дальнейшему понижению симметрии как в координац. расположении атомов (*сегнетоэлектрики*, сплавы), так и в ориентации магн. моментов (магнетики). Если отношение периодов новой структуры и кристаллич. решётки является рациональным числом, то возникший дополнит. структуру наз. с. о. з. м. р. и о. и. и говорит, напр., о магн. элементарной ячейке. Примером несонамеримой структуры является решётка вихрей Абрикосова в сверхпроводниках, периоды к-рой определяются напряжённостью внешнего поля.

С допунит. жёсткостями часто оказываются связанными допунит. ветви коллективных возбуждений. Так, в кристаллах наблюдается поперечный звук, отсутствующий в жидкостях, в ферромагнетиках — *спиновые волны*, в сверхтекучем He II — *второй звук*.

Экспериментальные методы. В нек-рых случаях удаётся непосредственно измерить параметр порядка, напр. намагниченность или спонтанную поляризованность. Др. способ даёт дифракц. методы — нейтронография или рентгенография, исследования корреляц. ф-ций удельной плотности или магн. момента (см. *Нейтроностратифия*, *Рентгеновский структурный анализ*). В случае дальнего порядка нейтроно- или рентгенограммы обнаруживают узкие брэгговские пики, интенсивность к-рых пропорциональна квадрату объёма V образца. В случае же ближнего порядка эти пики «размаиваются» на ширину, обратно пропорциональную корреляц. радиусу R_c , а их интенсивность пропорциональна V_c/V . В тех же случаях, когда R_c велико, различить ближний и дальний порядок становится трудно (см. *Нейтроностратифия*, *структурная*, *Магнитная нейтронография*).

Инд. методов, напр. рассеяние света на звуковых и других длинноволновых колебаниях и, следовательно, обнаружит коллективные колебания и, следовательно, допунит. жёсткости (см. *Комбинационное рассеяние света*). С помощью этих методов можно различить дальний и ближний порядок, если есть возможность исследовать коллективные колебания достаточно низких частот, т. е. высокочастотные колебания существуют и в случае ближнего порядка (напр., сдвиговые волны в жидкостях).

Лит.: Лав и да у. П. Д., Диффизия Е. М., Статистическая физика, 3 изд., т. 1, М., 1976; Френкель Я. И., Кипетическая теория жидкостей, Л., 1975; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. Д. Е. Хмельницкий.

ДАЛЬНОДЕЙСТВИЕ, см. *Взаимодействие*.

ДАЛЬНОМЕР ОПТИЧЕСКИЙ — то же, что *светодальномер*.

ДАЛЬТОНА ЗАКОНЫ: 1) давление смеси химически взаимодействующих идеальных газов равно сумме парциальных давлений. Приближённо применим к реальным газам при значенных температур и давлений, далёких от критических. 2) При пост. температуре растворимость в данной жидкости каждого из компонентов газовой смеси, находящихся над жидкостью, пропорциональна его парциальному давлению. Каждый газ смеси растворяется так, как будто остальных компонентов нет, т. е. в соответствии с законом Генри. Строго выполняется для смеси идеальных газов; применим и к реальным газам, если их растворимость велика, а поведение близко к поведению идеального газа. Д. а. открыты Дж. Далтоном (J. Dalton) в 1801 и 1803.

ДАЛЬТОНИЗМ — дефект цветного зрения, частичная цветовая слепота. Д. впервые описал Дж. Далтоном (J. Dalton, 1794), к-рый сам страдал этим недостатком (он не отличал красный цвет от зелёного). В настоящее время различают неск. видов такой аномалии — *дихроматизм* и *трихроматизм*. У одних лиц (протоаномов), не отличающих красный цвет от зелёного, максимум спектральной чувствительности глаза сдвигнут к 540 нм; они путают

красный и голубой цвета с серым и другим с другим. Лица, имеющие макс. чувствительность при ~ 560 нм (дейтеранопы), путают нуруроно-красный и зелёный цвета с серым и между собой. И том и другим один конец видимого спектра кажется синим, другой — жёлтым. Средняя часть спектра им представляется малонасыщенной и при ~ 495 нм — нейтрально-серой. Эти виды дихроматизма, выраженные в разл. степени, встречаются у 8% мужчин и у 0,5% женщин. Лицам, пералачивающим жёлтые и синие цвета, длинноволновый конец спектра представляется красным, а по мере приближения к нейтральной точке (~ 570 нм) цвета становятся всё более сероватыми. Со стороны коротких волн цветовой тон им представляется жёлто-голубым с макс. насыщенностью при ~ 470 нм и реаким её падением в конце спектра. Такой вид дихроматизма, как и полная цветовая слепота (монокроматизм), встречается редко.

Лит.: см. при ст. *Зрение*. Н. А. Валков. **ДАРВИНА — ФАУЛера МЕТОД** в статистической физике — метод вычисления средних для большого числа N независимых систем при фиксированной энергии E при $N \rightarrow \infty$, $E \rightarrow \infty$. Метод разработан Ч. Дарвином (Ch. Darwin) и П. Фаулером (R. Fowler) в 1922.

Д.—Ф. м. состоит в построении для статистич. веса производящей функции $f(z)$, где $f(z) = \omega_1 z^{\epsilon_1} + \omega_2 z^{\epsilon_2} + \dots$, ϵ_i — комплексные числа, ω_i — числа, к-рые в окончит. результатах полагают равными единице. Статистич. вес (с учётом допунит. условий) выражается через производящую ф-цию в виде контурного интеграла $\Gamma(N, E) = (2\pi i)^{-1} \oint f^N(z) z^{-E-1} dz$, где интегрирование ведётся вдоль замкнутого контура, охватывающего начало координат в комплексной плоскости z . Контурный интеграл оценивают *перевала методом* при неогранич. возрастании N и E .

С помощью Д.—Ф. м. можно доказать теорему Гиббса о том, что малая часть системы с микроканонич. распределением обладает канонич. распределением.

Лит.: Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1988; Фаулер Р., Гуттерберг М. З., Статистическая термодинамика, пер. с англ., М., 1949, гл. 2. Д. Н. Зубарев.

ДАРСИ ФОРМУЛА — формула, представляющая собой осн. закон ламинарной *фильтрации*: $u = kI$, где u — скорость фильтрации, k — коэф. фильтрации, характеризующий степень проницаемости рассматриваемого пористого тела, I — пьезометрический уклон. Предложена А. Дарси (N. Darcy, 1856).

ДАРСИ — ВЕЙСБАХА ФОРМУЛА в гидравлике — определяет величину потерь напора на трение при движении жидкости в трубах: $h_{\text{т}} = \lambda l v^2 / 2dg$, где λ — коэф. гидравлич. трения, l и d — длина и диаметр трубы, v — ср. скорость течения жидкости, g — ускорение свободного падения. Коэф. λ зависит от характера течения: при ламинарном течении $\lambda = 64/Re$, где Re — *Рейнольдса число*; при турбулентном течении (приближённо)

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{K_s}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{1/4},$$

где K_s — эквивалентная шероховатость стенок трубы. Предложена Л. Ю. Вейсбахом (L. J. Weisbach, 1845) и А. Дарси (1857).

ДАТЧИК — блок измерит. аппаратуры, служащий для получения сигналов от объекта исследования, их преобразования и введения в измерит. канал. Д. могут содержать чувствит. элемент (напр., силфон, термопару), связанный с ним преобразователь, заборник, дозатор и др. элементы аппаратуры. В корпусах датчиков иногда размещают преусилители, фильтры и др. функциональные устройства.

Выделение датчика в обособленный блок позволяет реализовать дистанционность и, следовательно, возможность централизации при многоочечных измерениях, а также преобразование измеряемой величины

ции надувающей волны. Различают линейное и эллиптическое Д. л. в зависимости от свойств и симметрии кристаллов.

В прозрачных немати. кристаллах без дисперсии в распространяемой происходит линейное Д. л. — возмущают две линейно поляризов. волны, векторы индукции k -рых D_1 и D_2 взаимно ортогональны и соответствуют ортогональным векторам магн. поля H_1 и H_2 . Д. л. в кристаллах можно описать, приведя тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ к главным осям и задав значения: $n_1 = \sqrt{\epsilon_{11}}$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_{22}}$, $n_3 = \sqrt{\epsilon_{33}}$ — «главные показатели преломления»; величину Д. л. обычно описывают макс. разностью $|\Delta n|$ этих показателей преломления. При прохождении света через границу двух анизотропных сред происходит более сложное преобразование двух падающих волн в две преломленные.

В прозрачных магн. кристаллах без хиральности дисперсия также имеет место линейное Д. л., однако векторы индукций (электрической D и магнитной H) в двух волнах не ортогональны ($D_1 \cdot D_2 \neq 0$ и $B_1 \cdot B_2 \neq 0$). Д. л. в этом случае является следствием того, что электрич. и магн. проницаемости ϵ и μ описываются разл. тензорами; в гипотетич. среде, где $\mu = \gamma \epsilon$ (γ — скаляр), Д. л. отсутствовало бы (во скорости волн зависела бы от направления).

В прозрачных немати. кристаллах с пространств. дисперсией первого порядка — *сиротропией* — падающая волна распадается на две волны (идущие по разным направлениям с разными скоростями), поляризованные эллиптически, причём соответственные оси эллипсов D_1 и D_2 ортогональны, а направления обхода этих эллипсов противоположны — происходит эллиптическое Д. л. В нек-рой области частот возможно появление даже большего числа волн — 3 или 4.

В кристаллах, обладающих поглощением, картина Д. л. более сложна. Как известно, волны в поглощающих средах неупорядочены; векторы E , D и H , B в общем случае поляризованы эллиптически, причём эллипсы различны и ориентированы по-разному. Поэтому в общем случае имеет место эллиптическое Д. л.; эллипсы векторов двух волн D_1 и D_2 подобны, ортогональны и имеют одно направление обхода, но разные размеры вследствие анизотропии поглощения (см. *Дихроизм*). То же имеет место для векторов B_1 и B_2 , но эллипсы их отличаются от первых формой и ориентацией (ориентации совпадают лишь при круговой поляризации).

В зависимости от свойств симметрии анизотропной среды в ней имеется несколько избранных направлений, в к-рых Д. л. отсутствует; эти направления наз. оптич. осями. Могут быть оси и зотропные, вдоль к-рых волны любой поляризации распространяются с одинаковой скоростью, и оси круговые, вдоль к-рых без Д. л. может распространяться лишь волна определ. знака круговой поляризации. Прозрачные кристаллы низших сингоний обычно имеют две изотропные оси, при симметрии выше 222 D_2 (см. *Симметрия кристаллов*) они сливаются в одну. При наличии поглощения кристаллы низших сингоний имеют одну изотропную ось (в частном случае ромбич. сингонии — две) и (или) несколько круговых.

Д. л. может наблюдаться не только в естественно-анизотропной среде, но и в среде с искусств. анизотропией, вызванной асимметричными деформациями, внутр. натяжениями (см. *Фотоупругость*), приложением акустич. поля (см. *Акустооптика*), приложением электрических (см. *Керра эффект*) или магнитных (см. *Коттона — Муттона эффект*) полей, анизотропным нагревом. В жидкостях возможно создание Д. л. в потоке, если молекулы жидкости или растворённого вещества обладают несферич. формой и анизотропной поляризуемостью.

Явление, аналогичное Д. л., наблюдается и в диапазоне алл.-магн. волн, напр. в диапазоне СВЧ в плазме, находящейся в магн. поле (а следовательно, анизотропной); см. *Волны в плазме*.

Лит.: Федоров Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; Кивезь В. А., Отражение света, М., 1973, гл. 1, 2; Федоров Ф. И., Физика и оптика В. В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами, Минск, 1978; Доржиков Л. М. и др., Измерение показателей преломления монокристаллов методом равных отклонений, «Доклады Академии наук СССР», 1977, № 3, с. 8; Stairitz J., Shegma G., Reflection and refraction of an arbitrary wave at a plane interface separating two uniaxial crystals, «J. Opt. Soc. Amer.», 1977, v. 67, p. 683; Hulev P., Mendozza G. et al. in Fedorov F. I., Temporal and spatial behavior of the Poynting vector in dispersive media: refraction from vacuum into a medium, «J. Opt. Soc. Amer.», 1981, v. 71, p. 1238.

В. А. Рыжков.

ДВОЙНОЕ СПЕКТРАЛЬНО ПРЕДСТАВЛЕНИЕ — то же, что *Матрицальное представление*.

ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД — особый вид *бета-распада* ядер, при к-ром ядро испускает два электрона или позитрона, превращаясь в ядро-изобору с зарядом $Z \pm 2$ (Z — заряд родительского ядра). В случае сохранения лептонного числа Д. б.-р. сопровождается испусканием двух электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ или нейтрино ν_e (2 ν):

$$\left. \begin{aligned} A(Z, N) &\rightarrow A(Z+2, N-2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e; \\ A(Z, N) &\rightarrow A(Z-2, N+2) + 2e^+ + 2\nu. \end{aligned} \right\} (1)$$

(N — количество нейтронов, A — массовое число). Если лептонное число не сохраняется, нейтрино может быть истинно нейтральной частицей, т. е. совпадать со своей античастицей. Такое *нейтрино* называют майорановским. В этом случае возможен безнейтринный (0 ν) Д. б.-р.:

$$\left. \begin{aligned} A(Z, N) &\rightarrow A(Z+2, N-2) + 2e^-; \\ A(Z, N) &\rightarrow A(Z-2, N+2) + 2e^+. \end{aligned} \right\} (2)$$

При этом нейтрино, испускаемое в одном из элементарных актов одиночного β -распада поглощается во втором, напр.:

$$\left. \begin{aligned} p + p + e^- + \nu_e; \\ p + \nu_e \rightarrow p + p + e^-. \end{aligned} \right\} (3)$$

Д. б.-р. возможен, когда пеночка одиночных β -распадов $A(Z, N) \rightarrow A(Z \pm 1, N \mp 1) \rightarrow A(Z \pm 2, N \mp 2)$ запрещена или имеет малую вероятность. Такая ситуация возникает, если промежуточное ядро $A(Z \pm 1, N \mp 1)$ имеет слишком большую массу M или полный угловой момент I , сильно отличающийся от момента начального или конечного ядер. В 1-м случае при $M(Z, N) < M(Z \pm 1, N \mp 1) + m_e + m_\nu$ (m_e , m_ν — массы электрона и электронного нейтрино) переход запрещён законом сохранения энергии. Энергетич. запрет реализуется, напр., для переходов $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$; $^{136}\text{Te} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$; велика степень запрета переходов $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc}$; $^{48}\text{Sc} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$. К Д. б.-р. относят также процессы, связанные с процессами (1) и (2) *перекрестной симметрий*, напр. электронный захват с испусканием позитрона:

$$e^- + A(Z, N) \rightarrow A(Z-2, N+2) + e^+ + 2\nu. \quad (4)$$

Д. б.-р. имеет малую вероятность: периоды полураспада $T_{1/2} \sim 10^{20} - 10^{25}$ лет.

Основные механизмы Д. б.-р. Двухнейтринный Д. б.-р. (2 ν) может рассматриваться как процесс, при к-ром два нуклона ядра одновременно претерпевают обычный бета-распад. Возможен также однонуклонный процесс, обусловленный существованием в ядрах небольшой примеси нуклонных изобор со спином $I = 3/2$, изоспином $T = 3/2$ и массой $M = 1236$ МэВ (Δ -изобора, см. *Резонансы*); в этом случае возможны процессы:

$$\left. \begin{aligned} \Delta^- \rightarrow p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \text{ (или } 0\bar{\nu}_e); \\ p \rightarrow \Delta^+ + 2e^+ + 2\nu_e \text{ (или } 0\nu_e). \end{aligned} \right\} (5)$$

(аналогично для $2\beta^+$ -распадов). Возможен также двухнуклонный распад, обусловленный обменом между нуклонами заряженным л-мезоном. При этом виртуальный л-мезон может претерпеть Д. б.-р.:

$$\pi^- \rightarrow \pi^+ + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \text{ или } (0\nu_e); \quad (6)$$

$$\pi^+ \rightarrow \pi^- + 2e^+ + 2\nu_e \text{ или } (0\nu_e). \quad (7)$$

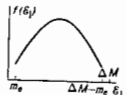
В калибровочных теориях электрослабых взаимодействий есть иные механизмы Д. б.-р. В частности, в теориях с двумя заряженными скалярными Хиггса бозонами возможен Д. б.-р. виртуальных хиггсовских частиц. В ряде калибровочных теорий возможен также необычный механизм безнейтринного Д. б.-р.:

$$A(Z, N) = A(Z+2, N-2) + 2e^- + M^0, \quad (8)$$

где M^0 (т. н. майорон) — безмассовая скалярная частица. Она возникает при спонтанном нарушении глобальной калибровочной симметрии, связанной с сохранением лептонного заряда (см. *Глобулоуповские бозоны*).

Согласно совр. представлениям, Д. б.-р. обусловлен превращениями кварков, входящих в состав нуклонов. Напр., при $2\beta^-$ -распадах $2d$ -кварка превращаются в $2u$ -кварка с испусканием 2 электронов и 2 нейтрино (или 0 нейтрино). Если оба d -кварка принадлежат одному и тому же нуклону (или d -изобаре), то Д. б.-р. обусловлен однонуклонными процессами вида (5); если же они принадлежат разным нуклонам, Д. б.-р. имеет

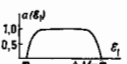
Рис. 4. Спектр одиночных электронов $2\beta(0\nu)$ -распада в случае майорановского нейтрино ($m_\nu \neq 0$), \mathcal{E}_1 — энергия электрона, $\Delta M = \mathcal{E}_0$ — разность масс начального и конечного ядер. Энергия приводится в системе единиц, в которой $c=1$.



двухнуклонный характер (3). Пионный механизм $2\beta^-$ -распада (6) обусловлен одномо. превращением d - и u -кварков, образующих л-мезон.

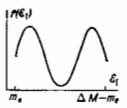
Безнейтринный Д. б.-р. может дать уникальную информацию о свойствах нейтрино и слабого взаимодействия.

Рис. 2. Энергетическая зависимость углового распределения электронов $2\beta(0\nu)$ -распада в случае $m_\nu \neq 0$.



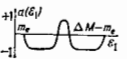
Для того чтобы произошёл двойной безнейтринный β -распад, условия $\nu = 0$ недостаточно. Если $m_\nu = 0$, то рождающиеся в элементарном акте одиночного β -распада (3) нейтрино полностью правополяризовано и не

Рис. 3. Спектр одиночных электронов $2\beta(0\nu)$ -распада, обусловленного правыми токами.



может поглотиться во втором акте, т. к. этот процесс обусловлен левыми токами. Если $m_\nu \neq 0$, то поляризация нейтрино не является полной; волновая функция нейтрино имеет примесь левополяризованного состояния

Рис. 4. Энергетическая зависимость углового распределения электронов $2\beta(0\nu)$ -распада, обусловленного правыми токами.



с весом $m_\nu c^2/\mathcal{E}_\nu$ (\mathcal{E}_ν — энергия нейтрино). Поэтому для майорановского нейтрино при $m_\nu \neq 0$ может происходить $2\beta(0\nu)$ -распад. Этот процесс возможен и в том случае, если $m_\nu = 0$, но слабые взаимодействия содержат небольшую примесь правых токов. Чтобы определить, каким механизмом обусловлен

$2\beta(0\nu)$ -распад, необходимо изучать одноэлектронные спектры и распределение по углу θ разлёта электронов. Дифференц. вероятность Д. б.-р. может быть представлена в виде

$$\frac{dW}{d\mathcal{E}_1 d \cos \theta} = f(\mathcal{E}_1) [1 - a(\mathcal{E}_1) \cos \theta], \quad (9)$$

где \mathcal{E}_1 — энергия одиночного электрона. Ф-ция $f(\mathcal{E}_1)$ и $a(\mathcal{E}_1)$, характеризующие спектры одиночных элект-

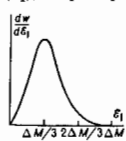


Рис. 5. Спектр одиночных электронов $2\beta(0\nu)$ -распада с испусканием майорона.

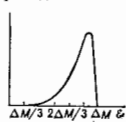
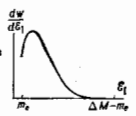


Рис. 6. Распределение по суммарной энергии электронов $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ в случае $2\beta(0\nu)$ -распада с испусканием майорона.

ронов и их угловые распределения, имеют разл. вид в зависимости от того, обусловлен ли $2\beta(0\nu)$ -распад ненулевой массой майорановского нейтрино или правыми токами (рис. 1—4). В случае безнейтринного распада с испусканием майорона суммарная энергия двух электронов не равна энергии перехода $\Delta M c^2$ (рис. 5, 6).

Поск Д. б.-р. Сложность эксперим. изучения Д. б.-р. обусловлена его чрезвычайно малой вероятностью. Косвенные эксперименты основаны на геохим. анализе древних пород, содержащих ядра ^{130}Te , ^{129}Te , ^{82}Se , ^{81}Se , ^{82}Kr и др. Д. б.-р. переходит в ^{130}Te , ^{129}Te и ^{82}Kr . Данные по отношению периодов полураспада ^{129}Te и ^{130}Te не исключают возможности $2\beta(0\nu)$ -распада. Надёжное же подтверждение существования Д. б.-р. может быть получено только в прямых экспериментах.

Рис. 7. Спектр одиночных электронов $2\beta(2\nu)$ -распада.



в к-рых регистрируются электроны распада. Однако они пока не позволили установить лишь верх. границу вероятности $2\beta(0\nu)$ -распада ряда ядер. Для переходов $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$, $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ и $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Rb}$ получены ограничения: $T_{1/2}(0\nu) > 2 \cdot 10^{21}$, $5 \cdot 10^{21}$ и $2,1 \cdot 10^{21}$ лет.

Лит.: Зельдович Я. Б., Лунингов С. Ю., Сморodinский И. А., Свойства нейтрино и двойной β -распад, «УФН», 1954, т. 54, с. 361; Лаазаренко В. Р., Двойной бета-распад и свойства нейтрино, там же, 1966, т. 90, с. 501; Поитков В. М., Детство и зрелость нейтринной физики: некоторые воспоминания, «Природа», 1983, № 4, с. 43; Здесско Ю. Г., Двойной β -распад и сохранение лептонного заряда, «ЭЧАЯ», 1980, т. 11, с. 1369; Щепкин М. Г., Двойной бета-распад и масса нейтрино, «УФН», 1984, т. 153, с. 513.

ДВОЙНОЙ РЕЗОНАНС — экспериментальный метод, состоящий в наблюдении влияния резонансного возбуждения одной системы на резонансные свойства другой. Д. р. используют для изучения систем, прямое исследование резонансных свойств к-рых затруднено; для изучения взаимодействия между системами и для исследования кинетики установления стационарного состояния при включении и выключении возбуждения. Д. р. даёт возможность пользоваться результатами наблюдения резонансных свойств обеих систем при наличии аппаратуры для наблюдения резонанса только в одной.

Наиб. широкое распространение Д. р. получил при исследовании связанных электронной и ядерной спи-

новых систем в твёрдом теле. Развитие этого направления было начато в экспериментах Р. В. Паунда (R. V. Pound) и теоретич. работах А. У. Оверхаузера (A. W. Overhauser). Этот метод можно проиллюстрировать на примере парамагнетика, обладающего полным моментом ионой оболочки $J=1/2$ и ядерным спином $I=1/2$. Уровни энергии этой системы в магн. поле

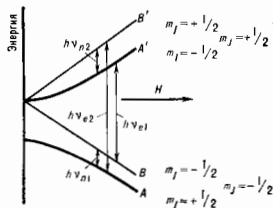


Схема уровней энергии для $J=1/2$ и $I=1/2$ в зависимости от магнитного поля для положительного магнитного момента; ν_e — частоты электромагнитного излучения, вызывающего ЭПР-переходы, ν_n — частоты, возбуждающие ЯМР.

И представлены на рис. В нулевом магн. поле связанные электронный и ядерный моменты образуют два уровня: синглет, отвечающий нулевому полному механич. моменту системы цдро — электронная оболочка, $K=0$, и вырожденный триплет, $K=1$. В достаточно сильном магн. поле, когда зеemanовская энергия магн. момента оболочки становится значительно больше энергии сверхтонкого взаимодействия (см. *Сверхтонкая структура*), это взаимодействие можно рассматривать как слабое возмущение. Оно приводит к расщеплению зеemanовских компонент электронного дублета на два уровня, отличающихся проекцией ядерного спина m_I на направление внеш. поля. Двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР) обычно исследуют в сильном магн. поле. Экспериментально наблюдаются переходы двух типов: $\Delta M = \pm 1$, $\Delta I = 0$ и $\Delta I = \pm 1$, $\Delta M = 0$. Первый из них отвечает *электронному парамагнитному резонансу* (ЭПР), второй — *ядерному магнитному резонансу* (ЯМР).

При измерении методом ДЭЯР устанавливаются величину внеш. магн. поля, соответствующую центру линии ЭПР на заданной частоте (переходы AB' или $A'B$). Затем увеличивают мощность микроволнового излучения, насыщая ЭПР-переходы. При этом населённость двух уровней, между к-рыми происходят переходы, выравнивается и интенсивность регистрируемого сигнала поглощения обращается в нуль. Затем прикладывают сильное радиочастотное поле на частоте, отвечающей переходам в ядерной магн. системе (AB или $A'B'$) в данном магн. поле. Эти переходы вызывают изменение населённости электронного уровня, отвечающего насыщенному переходу ЭПР, что приводит к появлению сигнала ЭПР. Сигнал наблюдается как в условиях насыщения, так и в условиях адиабатически быстрого прохождения линии ЯМР. Д. р. в парамагнетиках позволяет производить прямые измерения малых разностей энергии между ядерными спиновыми подуровнями.

Д. р. представляет собой полезный метод и при исследовании магнитоупорядоченных веществ с большой плотностью энергии сверхтонкого взаимодействия. В таких веществах из-за большого радиуса ковалентного взаимодействия между ядрами спицами ядерная намагниченность в процессе взаимодействия ведёт себя как классич. вектор. Поэтому в данных объектах на магнитоупорядоченную электронную спиновую систему действует эффективное поле $\langle M \rangle$, где A — константа сверхтонкого взаимодействия и $\langle M \rangle$ — ср. намагниченность ядерной системы. Эффективное поле сверхтонкого взаимодействия наряду с другими

полями определяет положение линии магн. резонанса. Насыщая ЯМР, можно менять величину $\langle M \rangle$, что отражается на положении линии магн. резонанса. Величина эффекта при этом определяется отношением эффективного поля сверхтонкого взаимодействия к полному эффективному полю. Наблюдение Д. р. в таких веществах усложнено сильной нелинейностью ЯМР. Исследование Д. р. в магнитоупорядоченных веществах с большой плотностью энергии сверхтонкого взаимодействия позволяет изучить эту нелинейность и получить много сведений о ядерной магн. системе и о её релаксационных свойствах.

Метод Д. р. используют во многих эксперим. исследованиях, изучающих пары разл. взаимодействующих систем.

Лит.: Слингер Ч., Основы теории магнитного резонанса, пер. с англ., 2 изд., М., 1981; Туров Б. А., Истрин М. П., Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., 1969. В. А. Тулин.

ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ — тонкий слой, сформированный двумя пространственно разделёнными слоями электрич. зарядов разного знака. Д. э. с. может образовываться на границе двух фаз, напр. твёрдого электрода и газа в газовом разряде, твёрдого электрода и жидкости в электролите, в плазме твёрдых тел, а также внутри одной фазы, напр. в газообразной плазме. Пространств. разделение зарядов в Д. э. с. сопровождается появлением электрич. разности потенциалов $\Delta\varphi$, к-рая оказывает существен. влияние на электрокинетич. явления, на скорость приэлектродных и электродных процессов, адсорбцию и т. п.

На границе металл — вакуум Д. э. с. образуется в результате смещения электронного газа за пределы положительно заряженной кристаллич. решётки. В газовом разряде на границе металл — газ Д. э. с. является прикатодным слоем; именно такой Д. э. с. был впервые обнаружен И. Ленгмуром (I. Langmuir) в 1929. Д. э. с. в электролите образуется в результате тех. процессов (переходом ионов из электрода в раствор и наоборот, адсорбцией, ориентацией полярных молекул) и может быть локализован непосредственно или только в твёрдой фазе (электроде), или только в жидкой (растворе), или ионами твёрдой фазы и адсорбированными на нём ионами жидкой фазы.

Д. э. с. в плазме является областью с сильно нарушенной *квазинейтральностью плазмы*; толщина его составляет нек. дебаевских радиусов. Частича с зарядом e при пролёте через Д. э. с. набирает энергию $\mathcal{E} = e\Delta\varphi$, к-ран в сильных полях может во много раз превышать среднюю кинетич. энергию (тем-пу) частиц плазмы $e\Delta\varphi \gg T_e, i$.

Разделение зарядов в плазменном Д. э. с. носит дипольн. характер и для существования стационарного Д. э. с. в бессточниковой плазме требуется выполнение условий Ленгмура и Бома. Условие Ленгмура есть следствие баланса потоков импульса электронов и ионов, пролетающих через Д. э. с., и при $e\Delta\varphi \gg T_e, i$ оно определяет необходимое отношение электрич. токов электронов i_e и ионов i_i через Д. э. с.; в системе отсчёта, в к-рой Д. э. с. неподвижен, $i_e/i_i = \sqrt{m_i/m_e}$ (m_i, m_e — массы ионов и электронов). Тепловое движение частиц, препятствующее динамич. разделению зарядов, не может помешать формированию Д. э. с., если выполнено условие Бома $m_e v_{Te}^2 \gg T_e + T_i$, где $v_{Te} = i_e/en$ — скорость дрейфа электронов, пересекающих ток (n — плотность плазмы). Но это условие по существу совпадает с условием возникновения неустойчивости Вунемана — раскатики связанных друг с другом колебаний плотности заряда электронной и ионной компонент плазмы (см. *Неустойчивости плазмы*).

Развитие неустойчивости Вунемана в плазме, окружающей Д. э. с., может привести к его разрушению, если эта неустойчивость не стабилизируется внеш. влиянием, напр. электродами, расположенными рядом

с Д. э. с. Заряж. частицы, ускоренные в сильных Д. э. с., образуют в прилегающей плазме электронный и ионный пучки. При этом возможно развитие разл. пучковых неустойчивостей и происходит генерация пламенных колебаний, в частности ленгмюровских.

При нарушении условия Вома в неизоэтроп. плазме ($T_e > T_i$) с током могут образовываться короткопериодные слабые Д. э. с. с таким Δf , что $e\Delta\varphi \leq 2T_e$. Характерное время этих дипляма, образованных $T_i \sim \omega_{pi}^{-1} = \frac{1}{\omega_{pi}} \sqrt{\frac{m_e}{4\pi n_e e^2}}$ (ω_{pi} — пламенная частота); их существенной структурной особенностью является наличие отрицательного потенциала (т. е. виртуального катода) непосредственно перед скачком потенциала в Д. э. с. При этом часть электронов, переносимых ток через Д. э. с., отражается от этого потенциального барьера.

Обмен импульсом между электронами и ионами в Д. э. с. часто рассматривают как механизм трения электронов об ионы, объясняющий аномальное сопротивление плазмы.

Лит.: Двойной слой в аэстрономической плазме, М., 1981.

А. С. Волокитин.

ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ — пары звезд, обращающихся вокруг общего центра масс. Данное определение предполагает наличие устойчивой орбиты и тем самым ограничивает расстояние между компонентами и периоды обращения. Пары с расстоянием более 10^4 а. с. (1 а. с. = $1,496 \cdot 10^{13}$ см) постепенно разрушаются при взаимодействии с ближайшими к ним звездами Галактики. Наименьшее расстояние соответствует контакту звезд и равно сумме радиусов компонентов ($\sim 10^9$ см). Периоды обращения варьируют примерно от 6 ч до 10^8 лет. Подавляющее большинство известных Д. з. (ок. $7,5 \cdot 10^4$) — это визуальные двойные звезды (ВДЗ), их можно наблюдать разделяю (угловое расстояние между компонентами ВДЗ, как правило, $> 0,1''$).

Звезды, у к-рых зарегистрировано (по эффекту Доплера) изменение лучевых скоростей вследствие орбитального движения, называют спектрально-двойными и звездами (СДЗ). Вычислено ок. 1000 орбит СДЗ. В нек-рых Д. з. (как правило, тесных) компоненты поочередно затмевают друг друга, такие Д. з. наз. затмевными и двойными звездами (ЗДЗ). Каталоги содержат ок. 4000 ЗДЗ. Имеются и др. способы обнаружения и исследования Д. з., напр. по периодич. колебаниям координат (астрометрические Д. з.), или, как их иногда называют, звездами с тесными спутниками), по необычному виду спектра (звезды с составными спектрами), по сопоставлению пространств скоростей звезд (пары с общим собственным движением) и т. д. ВДЗ чаще всего открывают и наблюдают с помощью малых и средних телескопов, снабженных микрометрами. Систематически наблюдались лишь звезды ярче 9-й звездной величины (9^m). Разрешающая способность телескопов порядка $0,1''$, на пределе разрешения разность блеска компонентов — не более 1^m , для широких пар она возрастает. ВДЗ с расстоянием более $2''$ наблюдают также фотографически, что повышает точность измерений. Самые тесные пары наблюдают со спекл-интерферометрами на крупных телескопах с разрешением до $0,02''$ и точностью до $0,001''$ (см. *Спекл-интерферометрия*). Неск. Д. з. с расстоянием от $0,004''$ открыто по фотометрич. наблюдениям их покрытия Луной.

Наблюдения ВДЗ в нек-рых случаях дают возможность проследить движение компонентов и вычислить орбиту, т. е. найти 7 элементов орбиты: период P , эпоху прохождения через периастр T , большую полуось a (в секундах дуги), эксцентриситет e и 3 угла, характеризующих ориентацию орбиты: наклонение i , долготу периастра ω и позиционный угол восходящего узла Ω . В 4-м каталоге орбит приведены орбиты 847 пар с периодами от года до 10^8 лет. Осн. доля известных ВДЗ расположена в окрестностях Солнца.

Среди открытых СДЗ присутствуют, как правило, тесные пары, т. к. у компонентов таких пар выше ско-

рости орбитального движения и их легче обнаружить. Лучевые скорости измеряют либо по спектрограммам, снятым с возможно большей дисперсией (точность от 0,25 до 10 км/с), либо с помощью спец. фотоэлектрич. спектрометров, отличающихся высокой чувствительностью и большой скоростью регистрации. В отд. случаях достигнута точность ~ 10 м/с. Большинство известных СДЗ ярче 6^m , хотя сейчас на крупных телескопах можно определять скорости звезд до 16^m с точностью ~ 1 км/с. По лучевым скоростям определяют след. элементы орбиты: P , T , e , ω , $a \sin i$ (в км). Данные о спектральной и визуальной орбитах дают возможность найти а в линейной мере, определить расстояние до звездной системы, сумму масс, а иногда и массы компонентов Д. з.

По фотометрич. наблюдениям ЗДЗ строят кривую блеска (зависимость блеска от фазы периода) и находят по ней P , T , e , i , ω и радиусы компонентов в единицах большой полуоси. Сочетание спектральных и фотометрич. данных также позволяет определить абс. размеры орбиты и сумму масс.

Изучение орбитального движения — единственный прямой способ определения масс звезд на основе соотношения $M_1 + M_2 = a^3/P^3$, где M_1 и M_2 — массы компонентов в ед. массы Солнца ($M_\odot = 1,989 \cdot 10^{30}$ г), a и P выражены в а. е. и годах соответственно. Насчитывается лишь неск. десятков звезд с надежно измеренными массами. Массы M и светимости L звезд-карликов, расположенных на главной последовательности Герцшпрунга — Рассела диаграммы, удовлетворяют след. эмпирич. зависимости (см. *Масса — светимость зависимость*): $\lg L = 3,8 \lg M$, при $M > 0,5$ и $\lg L = 2,4 \lg M - 0,4$, при $M < 0,5$, где M — масса в солнечных ед., L — болометрич. светимость (т. е. полная мощность излучения) в ед. светимости Солнца ($L_\odot = 3,826 \cdot 10^{26}$ Вт). Применение зависимости масса — светимость к звездам с известной визуальной орбитой позволяет определить динамич. массы и расстояния между компонентами ВДЗ.

Д. з. обычно рассматривают как часть более широкого класса кратных звезд, поскольку ок. трети известных Д. з. имеют более тесные подсистемы, т. е. являются, по меньшей мере, тройными. Устойчивы только те кратные системы, у к-рых велико отношение периодов и лет тройных сближений звезд.

Орбитальные плоскости Д. з. ориентированы в пространстве случайно, что связывают с хаотичностью движения частиц газа и пыли межзвездной среды, из к-рых образовались Д. з. В сравнительно широких парах ($P > 100$ лет) сочетание масс компонентов соответствует случайной комбинации одиночных звезд. Такие системы могли образоваться в результате гравитационного захвата второго компонента: либо при тройных сближениях звезд (напр., в процессе распада молодого звездного скопления), либо при двойных сближениях протозвезд и последующего неупругого взаимодействия, сечение к-рого у протозвезд велико. Эксцентриситеты орбит у широких пар больше, чем у тесных. Д. з. с $P < 100$ лет вероятнее всего образовались посредством деления (фрагментации) вращающегося протозвездного облака в процессе его сжатия в звезду. У таких Д. з. имеется тенденция к равенству масс компонентов, экваториальные плоскости звезд в среднем близки к орбитальной плоскости системы. При делении вращающегося облака осн. доля углового момента сохраняется в качестве орбитального момента системы и тем самым устраняется избыток момента, препятствовавший сжатию. Это обстоятельство объясняет многократность Д. з. (см. *Звездообразование*).

Д. з. использовались для проверки теории эволюции звезд, поскольку компоненты возникли одновременно и массы их часто известны. Обнаружено, напр., что в Д. з. с молодыми голубыми главными компонентами слабые вторые компоненты иногда располагаются выше

авэды главной последовательности на диаграмме Герцишпрунга — Расселла, т. е. являются протозвездами. В тесных Д. з. нормальный ход эволюции может нарушиться: более массивный компонент эволюционирует быстрее, первым расширяется, и его вещество перетекает частично на менее массивный компонент, после чего авэды меняются ролями (см. *Полость Роша*). При перетекании (*аккреция* вещества) на компактный объект (*белый карлик* или *нейтронную звезду*) вещество сильно разогревается и излучает в УФ- и рентг. диапазонах. Установлено, что *новые авэды* и взрывные переменные звезды также являются тесными Д. з., обменивающимися веществом (см. *Тесные двойные авэды*).

Исследовалась связь двойственности с др. характеристиками звезд. Число Д. з. возрастает от менее массивных звезд к более массивным. Частота двойных велика у нек-рых групп звезд с особенностями хим. состава — звезд Am, Ball, CN; не исключено, что все такие звезды — двойные (см. *Металлические авэды*). Появляющаяся частота Д. з. отмечается у старых звезд сферич. подсистемы Галактики. Наши сведения о частоте Д. з. относятся, однако, к малой части Галактики и страдают неполнотой из-за того, что не все они открыты.

Лит.: Бэттен А., Двойные и кратные звезды, пер. с англ., М., 1976; Heintz W. D., Double stars, Dordrecht, 1978; Айвз Н. А., Normal and abnormal binary frequencies, *Astroph. J.*, 1983, v. 21, p. 343; Double stars, physical properties and genetic relations, ed. by L. Kopal, J. Rahe, Dordrecht, 1984. А. А. Токмакин.

ДВОЙСТВЕННОСТИ ПЕРЕСТАНОВОЧНОЙ ПРИНЦИП

инвариантность однородной системы Максвелла уравнений относительно замены $E \rightarrow H, D \rightarrow B, H \rightarrow -E, B \rightarrow -D$, где E, D, H, B — соответственно напряженности и индукции электрич. и магн. полей. Отсюда вытекает правило замены для электрич. ρ^e и магн. ρ^m зарядов: $\rho^e \rightarrow \rho^m, \rho^m \rightarrow -\rho^e$, а также для диэлектрич. ϵ и магн. μ проницаемостей: $\epsilon \rightarrow \mu, \mu \rightarrow \epsilon$. При наличии источников возникает асимметрия Д. н. н., связанная с тем, что электрич. заряды ρ^e и ток j^e соотносятся как не-р-ые эфф. магн. заряды ρ^m и токи j^m : $\rho^e \rightarrow -\rho^m, j^e \rightarrow j^m$. Поскольку, однако, магн. монополи в природе не обнаружены, соответствующие магн. источники вводятся как совокупность магн. диполей, реализуемых с помощью кольцевых элечтр. токов. Д. н. п. позволяет исходить из одного решения ур-ий Максвелла получать другое, минуя обращение к самим ур-ниям. Напр., по известному полю переменного во времени электрич. диполя в однородной среде получается поле магн. диполя (рамки с током); по известным Френеля формулам для одной поляризации падающей волны — аналогичные ф-лы для др. поляризации и т. п. Д. н. н. органически связан с дуальностью тензоров эл.-магн. поля в четырехмерном *Минковского пространстве-времени*, поэтому иногда его наз. принципом дуальности.

В теории дифракции Д. н. п. устанавливает связь между эл.-магн. полями, дифрагировавшими на отверстиях S , прорезанных в бесконечно тонком идеально проводящем плоском экране, и на плоской пластине, совпадающей по форме с отверстием S . В этом случае его часто наз. обобщенным принципом Бабины (см. *Бабины теорема*) или просто принципом двойственности. Принципы двойственности позволили, в частности, развить теорию т. н. плоских дифракц. мачулателей, в т. ч. узких щелей в плоском экране, эквивалентных тонкому элечтр. вибратору.

Лит.: Гольдштейн П. Д., Зернов Н. В., Электромгнитные поля и волны, 2 изд., М., 1971; Вьянштейн Л. А., Электромгнитные волны, М., 1957; Борн М., Вольф Ф., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

М. А. Милаер, И. Г. Койрабьев.

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ — то же, что двойное лучепреломление.

ДВУМЕРНЫЕ МОДЕЛИ квантовой теории поля — модели квантовой теории поля (КТП), рассматриваемые в двумерном пространстве-времени (одно

пространственное и одно временное измерение). Благодаря ряду свойств, упрощений Д. м. КТП допускают значительно более детальное, чем в многомерном случае, исследование. В то же время нек-рые из них обнаруживают черты, характерные для реалистич. теорий (нетривиальный спектр частиц, *перенормировки*, *спонтанное нарушение симметрии* и т. п.; см. ниже). Ряд Д. м. находят непосредств. применение в физике одномерных и двумерных систем (полимеры, пленки, поверхностные явления и т. п.), при формулировке нек-рых реалистич. моделей КТП в четырехмерном пространстве-времени.

К наиб. известным Д. м. КТП относятся: модель Швингера [1] — двумерная КТП, описывающая взаимодействие зарядк. ферми-поля $\psi(x)$ с эл.-магн. полем $A_\mu(x)$:

$$L_{int} = e \int A_\mu(x) j_\mu(x) d^2x,$$

где L_{int} — лагранжиан взаимодействия, e — константа взаимодействия, $j_\mu(x) = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)$ — векторный ток фермионов (...: означает *нормальное произведение*, черта над оператором поля — дираковский сопряжение), γ_μ — Дирака матрицы, $\mu=0,1$ (используется система единиц $\hbar=c=1$). Наиб. прост. эта модель исследуется с помощью т. н. бозонизации (см. ниже).

Из-за роста с увеличением расстояния (R) между зарядк. частицами одномерного кулоновского взаимодействия, $e(R) \sim R$, зарядк. фермионы и антифермионы в этой модели не существуют как отд. частицы, а оказываются связанными в нейтральные «мезоны». Такое же явление имеет место в двумерной неабелевой калибровочной теории поля — модели т. Хофта [2]. Это может служить моделью кофаймента (высвещения) кварков; см. *Удержанье цвета*, ожидаемого в *квантовой хромодинамике*.

Модель Тирринга — теория зарядк. ферми-поля с четырехфермионным взаимодействием (см., напр., [3]):

$$L_{int} = g \int \bar{\psi}(x) \bar{\psi}(x) \psi(x) \psi(x) d^2x$$

(g — константа взаимодействия). В случае массивного поля теория содержит богатый спектр частиц: при $g < 0$ кроме зарядк. фермионов имеется серия фермион-антифермионных связанных состояний. Модель Тирринга перенормируема, ее поведение на малых расстояниях соответствует *масштабной инвариантности*. Существуют также обобщения модели Тирринга, содержащие ферми-поле с дополнительными внутр. индексом и обладающие неабелевыми группами симметрии: примером является модель Гросса — Невье [Д. Гросс (D. Gross), А. Невье (A. Neveu), 1974], к-рая обладает *асимптотической свободой* и моделирует спонтанное нарушение симметрии (см. *Внутренняя симметрия*).

Не является σ -модель (я-поле) — теория N -мерного поля $n^i(x)$ ($i=1, 2, \dots, N$), к-рая описывает лагранжианом

$$L = \frac{1}{2g} \sum_{i=1}^N \partial_\mu n^i \partial_\mu n^i d^2x$$

($\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$) при дополнит. условии $\sum_{i=1}^N n^i(x)n^i(x) = 1$.

Благодаря этому дополнит. условию N -мерный вектор $n^i(x)$ изменяется только по направлению и принимает значения на $(N-1)$ -мерной сфере. При $N > 2$ теория перенормируема и асимптотически свободна [4]. В рамках *возмущений теории* в σ -модели происходит спонтанное нарушение $O(N)$ -симметрии и возникает безмассовые частицы (*голдстоуновские бозоны*). Но рост заряда в этой модели на больших расстояниях приводит к разрушению вакуума, характерного для голдстоуновского механизма нарушения симметрии, восста-

вовлечению симметрии и динамич. появлению массы, к-рая оказывается экспоненциально малой по константе связи κ и поэтому не проявляется в теории возмущений. При $N=3$ в модели появляются *инсталтоны*. Ввиду этих свойств нелинейной σ -модели часто рассматривают как двумерный аналог четырехмерной калибровочной теории поля Янга — Миллса [4]. Возможны обобщения нелинейной σ -модели, в к-рых поля принимают значения в компактных группах или однородных пространствах; эти модели обладают похожими свойствами. Такие модели находят применение при формулировке квантовой теории струн (см. *Струна релятивистская, Струнные модели адронов*). В двумерном пространстве-времени существуют 0-оттоны и бозонизация, позволяющие выразить фермионные поля ($\Psi, \bar{\Psi}$) через бозонные (ϕ) и наоборот [5]. Напр., плотности векторного, а также скалярного и псевдоскалярного токов свободных безмассовых фермионов локально выражаются через безмассовое бозонное поле:

$$j_{\mu}(x) = \bar{\Psi} \gamma_{\mu} \Psi := \frac{1}{4\pi} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_{\nu} \phi;$$

$$:\bar{\Psi} \Psi: = M \cos(\sqrt{4\pi}\phi); \quad \Psi \gamma_5 \Psi := M \sin(\sqrt{4\pi}\phi),$$

где $\epsilon_{\mu\nu}$ — единственный антисимметричный тензор, M — массовый параметр, зависящий от метода регуляризации теории (см. *Регуляризация расходимостей*), γ_5 — матрица Дирака (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Сами ферми-поля выражаются через ϕ пелокальным образом. В многомерной КТП точные соотношения подобного рода пока неизвестны. Соотношения бозонизации позволяют установить эквивалентность между фермионными и бозонными Д. м. теории поля. Так, модель Тирринга оказывается эквивалентной квантовой модели синус-Гордона (см. *Синус-Гордона уравнение*) с лагранжианом

$$L = \int \left[\frac{1}{2} \partial_{\mu} \phi \partial^{\mu} \phi + \frac{m^2}{\beta^2} \cos(\beta\phi) \right] d^2x; \quad \frac{4\pi}{\beta^2} - 1 = \frac{g}{\pi},$$

причем квантовые *солитоны* модели синус-Гордона соответствуют фермионам модели Тирринга, а «элементарная» частица поля ϕ может быть интерпретирована как одно из связанных состояний фермион-антифермион.

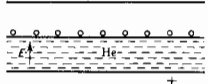
Многие Д. м. КТП (в частности, все указанные выше) оказываются точной решаемыми. Возможность точного решения всегда связана с существованием высших динамич. симметрий в соответствующих Д. м., что проявляется в наличии бесконечной серии коммутирующих интегралов движения. В точной решаемых моделях возможно вычисление спектра масс частиц и S -матрицы, к-рая имеет специфич. факторизованную структуру [3]; в отд. случаях удается найти *Гриновы функции*. Точно решаемые Д. м. КТП исследуются на основе квантового метода обратной задачи [6].

Лит.: 1) Вайтман А., Проблемы в релятивистской динамике квантованных полей, пер. с англ., М., 1968; 2) Догерт Ф. A two-dimensional model for mesons «Nuct. Phys. B», 1974, v. 75, p. 461; 3) Zamolodchikov A. B., Factorized S-matrices in two dimensions as the exact solutions of certain relativistic quantum field theory models, «Ann. Phys.», 1979, v. 120, p. 253; 4) Полюков А. М., Gauge fields as rings of glue, «Nuct. Phys. B», 1979, v. 164, p. 171; 5) Coleman S., Quantum sine-Gordon equation as the massive Thirring model, «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 2088; Mandelstam S., S-028; 6) Сидякин Е. К., Тахалджид Л. А., Фаддеев Л. Д., Квантовый метод обратной задачи I, «ТМФ», 1979, т. 40, с. 194.

ДВУМЕРНЫЕ ПРОВОДНИКИ — искусственно созданные электропроводящие системы на границе раздела двух плохо проводящих сред, напр., вакуум — диэлектрик, полупроводник — диэлектрик. Пример Д. п. — слой электронов, удерживаемых над поверхностью диэлектрика с отрицательным средством к электрону (напр., жидкого He; рис.) силами электростатического изображения (электроны поляризуют диэлектрик и притягиваются к нему), а также выпл. постоянным

электрич. полем, приложенным перпендикулярно поверхности диэлектрика (рис.).

Аналогично в *гетероструктурах* (напр., на основе GaAs) у свободной поверхности полупроводников и на границах адрен (Si, Ge, InSb и др.) образуются двумерный слой с избыточной концентрацией подвижных носителей заряда или с инверсионной проводимостью (см. *Инверсионный слой*). Он возникает из-за изгиба зон и при приложении разности потенциалов к структуре металл — диэлектрик — полупроводник (см. *МДП-структура*). Д. п. являются также тонкие плёнки металлов (см. *Квантовые двумерные эффекты*) и слоистые кристаллы (см. *Квазидвумерные соединения*).



В Д. п. помещенных в эд.-магн. поле достаточно малой частоты, ток может течь только параллельно границе раздела. На свойства Д. п. при низких темпах влияют электрон-электронное взаимодействие, эффекты локализации в неоднородном поле, обильном своим существованием примесями и др. дефектам, квантовые интерференц. эффекты, а также магн. поле (см. *Квантовые осцилляции*).

Лит.: Пудалов В. М., Семеновский С. Г., Инверсионные слои носителей заряда в квантовом магнитном поле, «Поверхность», 1984, [в.] 4, с. 5; Андо Т., Фаулер А., Стегеман Ф., Электронные свойства двумерных систем, пер. с англ., М., 1985. В. С. Давыдов. **ДВУМЕРНЫЕ РЕШЕТОЧНЫЕ МОДЕЛИ** статистической физики и — матем. модели, в к-рых пространственная переменная принимает дискретные значения на плоскости. Нек-рые Д. р. м. допускают точное решение, что позволяет проверить осн. положения общей теории, определять пределы применимости приближенных методов. Вблизи фазовых переходов 2-го рода Д. р. м. можно преобразовать в *двумерные модели* квантовой теории поля. Кроме того, Д. р. м. описывают реальные физ. системы: слоистые магнетики, плёнки жидкого гелия, сверхпроводящие плёнки, монослои адсорбиров. атомов, волны зарядовой плотности, плёнки смектики, кристаллов и пр. Первое точное решение Д. р. м. было найдено Л. Онсагером (L. Onsager) в 1944 (см. *Измая модель*). Далее рассматриваются лишь Д. р. м. на правильных решётках.

Пусть в узлах плоской решётки расположены локальные физ. величины, условно наз. спинами. Микроосн. состояние системы определяется заданием значений всех спинов σ_i (i — номер узла). Взаимодействие спинов считается локальным. Статистич. вес состояния $W\{\sigma\}$, согласно *Гиббса распределению*, определяется его энергией $E(\sigma)$:

$$E(\sigma) = \sum_{i,j} \epsilon_1(\sigma_i, \sigma_j) + \sum_{i,j,k} \epsilon_2(\sigma_i, \sigma_j, \sigma_k) + \sum_{i,j,k,l} \epsilon_3(\sigma_i, \sigma_j, \sigma_k, \sigma_l) + \dots \quad (1)$$

В первом члене суммирования производится по всем узлам решётки, он описывает действие внеш. поля. Во втором — по парам ближайших узлов, этот член соответствует парным взаимодействиям; в третьем — по тройкам ближайших узлов и т. д.

Простейшими являются модели с парным взаимодействием. Точные результаты получены для моделей с парным и четверным взаимодействием. Энергия взаимодействия спинов может быть инвариантна относительно преобразований $\sigma_i \rightarrow \epsilon \sigma_i$, одинаковых во всех узлах. Совокупность преобразований ϵ образует группу. Включение внеш. поля [первый член в (1)] может познать группу симметрии взаимодействия или разрушить её полностью. Ниже рассмотрены модели с абелевыми группами симметрии.

Модели с парным взаимодействием. Удобно ввести парные статистич. веса (ПВБ)

$$w(\sigma_1, \sigma_2) = \exp[-\epsilon(\sigma_1, \sigma_2)/T],$$

T — темп-ра в энергетич. единицах. Трансляционно инвариантное взаимодействие на правильной решётке (однородная модель) может зависеть от ориентации ребра (анизотропная модель). В однородной модели на квадратной решётке задают две Ф-ции: $\epsilon_h(\sigma_1, \sigma_2)$ на горизонтальных ребрах и $\epsilon_v(\sigma_1, \sigma_2)$ на вертикальных. В однородной модели на треугольной и гексагональной решётках анизотропия характеризуется тремя Ф-циями. В однородной и изотропной модели энергии парного взаимодействия одинаковы на всех ребрах.

Для абелевых групп симметрии можно выбрать σ_j так, чтобы парное взаимодействие ϵ_2 зависело только от разности $\sigma_j - \sigma_l$ спинов, расположенных на концах ребра. В табл. 1 перечислены нек-рые группы, используемые при построении моделей.

Табл. 1.

Группа	Спиновая переменная (многозначный значений)	Нарушение симметрии внеш. полем h
R — группа трансляций на прямой	Φ — все действит. числа	$\epsilon_1(\Phi) = h \cos \Phi$, симметрия понижается до Z
Z — группа дискретных трансляций на прямой	n_j — все целые числа	$\epsilon_1(n) = -hn^2$, симметрия нарушается полностью
$O(2)$ — группа плоских вращений	$0 < \theta_j \leq 2\pi$	$\epsilon_1 = h \cos q\theta$, симметрия понижается до Z_q
Z_q — группа дискретных плоских вращений на угол θ_j	$p_j = 0, 1, 2, \dots, q-1$; $\theta_j = 2\pi p_j/q$ можно пользоваться переменными $\sigma_j = \exp(i\theta_j)$	$\epsilon_1(\theta) = h \cos \theta = h(\sigma + \sigma^*)/2$, симметрия нарушается полностью
$Z_2 \otimes Z_4$ — макс. асимметрия подгруппа группы тетраэдра	$p_j = \begin{pmatrix} p_j^{(1)} & p_j^{(2)} \\ p_j^{(1)2} & p_j^{(2)2} \end{pmatrix}$, $p_j^{(1)2} = 0, 1$, $\sigma_j^{(1)} = (-1)^{p_j^{(1)}}$, $\sigma_j^{(2)} = (-1)^{p_j^{(2)}}$	$\epsilon_1(\sigma^{(1)}, \sigma^{(2)}) = h_1(\sigma^{(1)} + 1) + h_2(\sigma^{(2)} + 1) + h_3(\sigma^{(1)}\sigma^{(2)})$, симметрия нарушается полностью

Симметрия взаимодействия является решающим фактором при выборе модели для описания реальной физ. системы. Ниже приведен ряд моделей и указано, в каких эксперим. ситуациях они реализуются.

1. Гауссова модель (свободное поле). Симметрия взаимодействия R , $T^{-1}\epsilon(\Phi_l - \Phi_j) = J(\Phi_l - \Phi_j)^2/2$. Это простейшая и точно решаемая модель. Её свойства используют при расчётах в др. моделях.

2. Дискретная гауссова модель. Симметрия взаимодействия Z , $T^{-1}\epsilon(n_l - n_j) = K(n_l - n_j)^2/2$. Модель используют для описания систем адсорбиров. атомов на поверхности металлов с большим отношением двух периодов подложки. Модель Кабреры. Симметрия взаимодействия Z . Это простейшая модель, описывающая флуктуацию поверхности кристалла. Целые числа n_j указывают высоту столбика над площадкой с номером j (рис. 1), $T^{-1}\epsilon(n_l - n_j) = K|n_l - n_j|$. Обе модели обладают оди-

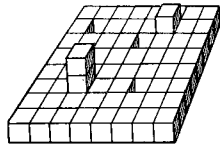


Рис. 1. Модель поверхности кристалла.

наковой симметрией и одинаковыми свойствами при низких темп-рах.

3. XY-модель (планарный магнетик), $U(1)$ -модель. Група симметрии взаимодействия $O(2)$. Спин S_j — двумерный единичный вектор в плоскости «легкого намагничения» $T^{-1}\epsilon(S_l, S_j) = J(S_l S_j) = J \cos(\theta_l - \theta_j)$. XY-модель применяют для описания магнетиков, вклёнок сверхтекучего ^4He и сверхпроводников. Модель Березинского-Вилланда (БВ) обладает той же симметрией $O(2)$, отличается выбором

$$\text{ПСВ } \omega(\theta_l - \theta_j) = \sum_{n_j=-\infty}^{\infty} \exp[-J(\theta_l - \theta_j - 2\pi n_j)^2/2],$$

к-рые не имеют габбсовской формы. Однако при низких темп-рах ($J \gg 1$) ПСВ обеих моделей приблизительно совпадают. Преимущество модели БВ в её матем. простоте.

4. Модели с симметрией Z_q . Дискретные варианты XY-модели и модели БВ. Симметрия $O(2)$ XY-модели или модели БВ нарушена до Z_q . Соответствует планарному магнетизму с осью анизотропии порядка q . Углы θ_j принимают дискретные значения $\theta_j = 2\pi p_j/q$ ($p_j = 0, 1, \dots, q-1$), а ПСВ здесь такие же, как в неперывных моделях БВ и XY. В моделях Поттса парное взаимодействие обладает макс. возможной симметрией для q -компонентного спина, $-T^{-1}\epsilon(p_l, p_j) = K\delta_{p_l p_j}$, где δ — символ Кронекера.

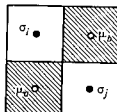


Рис. 2. Типичная вершина шахматной решетки.

При $q=2, 3$ модели Поттса являются наиб. общими Z_2 и Z_3 -моделями. Z_2 -модель известна как модель Изинга для q -рой в переменных $\sigma_i = (-1)^{p_i}$, $-T^{-1}\epsilon(\sigma_l, \sigma_j) = J\sigma_l \sigma_j$. При $J > 0$ модель описывает ферромагнетик, при $J < 0$ — антиферромагнетик. Возможны смещенные типы в анизотропных моделях; $J_h J_v < 0$. Те же правила справедливы в модели Поттса, если J заменить на K . Рецеточный газ Поттса — обобщение модели Поттса на случай решётки с вакансиями. Для описания вакансий вводит дополнит. переменную $t_j = 0, 1$. При $t_j = 0$ j -й узел свободен, при $t_j = 1$ он занят. Энергия состояния имеет вид:

$$-T^{-1}\epsilon(p, t) = \sum_{i,j} t_i t_j [K' + K\delta_{p_i p_j}] + \sum_i (1 - t_i) \ln z_i,$$

K и K' — постоянные взаимодействия, z_i — статистический вес вакансии. Модель Изинга хорошо описывает нек-рые слоистые магнетики. Модель Поттса при $q=2, 3, 4$ описывает плавление разл. соизмеримых кристаллов в монослое адсорбиров. атомов. Ещё одной реализацией трёхкомпонентной модели Поттса является антисегнетоэлектрич. структура, возникающая в сплаве оксида алюминия с серебром при $T = 300$ К. Модель решёточного газа Поттса при $q=3$ использовалась для числ. расчёта фазовой диаграммы криптона на графите. Модель Ашкина-Теллера (АТ) описывается двумя изинговскими спинами $\sigma_i^{(1)} = \pm 1$; $\sigma_i^{(2)} = \pm 1$ в каждом узле j . Взаимодействие между спинами обоих сортов, расположенными в соседних узлах, имеет вид $-T^{-1}\epsilon(\sigma_l^{(1)}, \sigma_j^{(2)}) = J_0 + J_{10}(\sigma_l^{(1)} + J_2 \sigma_j^{(2)}) + J_3 \sigma_l^{(1)} \sigma_j^{(2)}$, оно инвариантно относительно группы $Z_2 \otimes Z_2$; $\sigma_i^{(1)} \rightarrow \pm \sigma_i^{(1)}$, $\sigma_i^{(2)} \rightarrow \pm \sigma_i^{(2)}$ и является наиб. общим для данной симметрии. Вместо параметров J_0, J_1, J_2, J_3 удобно использовать значения ПСВ для четырёх спиновых конфигураций: $\omega_i = \exp(J_0 + J_1 + J_2 + J_3)$, $\omega_i = \exp(J_0 - J_1 - J_2 - J_3)$, где (i, j, k) — произвольная перестановка шпексов 1, 2, 3. Частными случаями модели АТ являются модель Изинга (один из параметров J_i равен нулю) и модель Поттса ($J_1 = J_2 = J_3$). При $J_1 = J_2$ симметрия взаимодействия повышается до Z_4 .

Вершинные модели. На шахматной доске в центрах белых граней (подрешётка *A*) расположены спины σ_i , в центрах чёрных граней (подрешётка *B*) — спины μ_a . Взаимодействуют спины четырёх граней, сходящихся в одной точке — вершине (рис. 2). Каждой конфигурации спинов на гранях с вершиной *V* приписывается габбсовский статистик, вес $w_V(\sigma_i, \sigma_j; \mu_a, \mu_b)$, наз. вершинным статистикой, весом (ВСВ). Статистик, вес $W(\sigma, \mu)$ заданной конфигурации спинов $\{\sigma, \mu\}$ на решётке равен произведению ВСВ всех вершин. Предполагается, что ВСВ не меняется при перестановках аргументов ($\sigma_i \leftrightarrow \sigma_j$) и ($\mu_a \leftrightarrow \mu_b$). Если ВСВ не зависит от переменных μ_a, μ_b , модель относится к описанным ранее моделям с парным взаимодействием, т. е. к подрешётке *A* спины σ_i и σ_j являются ближайшими. Если ВСВ $w_V(\sigma_i, \sigma_j; \mu_a, \mu_b)$ представими в виде произведения ПСВ $w_V^A(\sigma_i, \sigma_j)$ и $w_V^B(\mu_a, \mu_b)$, то система спинов $\{\sigma_i, \mu_a\}$ распадается на две независимые подсистемы с парным взаимодействием.

Восьмивершинная модель (8 *V*-модель). Спины σ_i и μ принимают значения ± 1 . Энергия взаимодействия спинов в вершине инвариантна относительно группы $Z_2 \otimes Z_2: \sigma_i \rightarrow \pm \sigma_i, \mu_a \rightarrow \pm \mu_a; \sigma_i \rightarrow -1/\sigma_i, \mu_a \rightarrow -1/\mu_a$. Симметрией 8 *V*-модели обладает атомарный водород, адсорбированный на поверхности вольфрама.

Рёберная модель (8 *V*-модель). На рёбрах шахматной решётки вводят переменные $\alpha_l = \pm 1$ (*l* — номер ребра). Знак переменной изображается направлением стрелки на ребре: если $\alpha_l = 1$, то при движении в направлении стрелки чёрное поле должно оставаться справа, а при $\alpha_l = -1$ — слева (рис. 3). Переменную α_l связывают с переменными σ_i, μ_a на гранях *i* и *a*, разделённых ребром *l*: $\alpha_l = \sigma_i \mu_a$. Произведение α_l по рёбрам, сходящимся в вершине *V*, равно единице. Восемь возможных конфигураций стрелок в вершине изображено на рис. 3. Случаи *X* и *Y* соот-

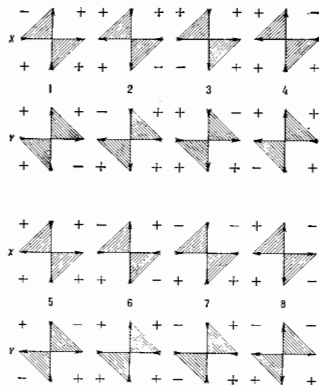


Рис. 3. Допустимые вершины 8*V*-модели. На гранях указана одна из двух возможных спиновых конфигураций, другая получается из неё обращением всех знаков.

ветствуют разным типам вершин на шахматной доске, образующих подрешётки *X* и *Y*. Каждой конфигурации стрелок в вершине приписывают ВСВ: w_1, \dots, w_8 . ВСВ не изменяются при изменении ориентации всех стрелок в вершине ($Z_2 \otimes Z_2$ -симметрия). ВСВ на рёбрах *X* и *Y* различны.

Обобщённая 8*V*-модель. Рёберную модель можно рассматривать вне зависимости от её связи с $Z_2 \otimes Z_2$ -симметричной грановой моделью. В рамках этой модели можно описать модели Поттса, АТ и модель Бакстера, если параметризовать ВСВ согласно табл. 2.

Табл. 2.

Номер вершины	1	2	3	4	5	6	7	8
ВСВ на подрешётке <i>X</i>	ae^u	ae^u	be^{-u}	be^{-u}	ce^s	ce^{-s}	d	d
ВСВ на подрешётке <i>Y</i>	ae^{-u}	ae^{-u}	be^u	be^u	ce^{-s}	ce^s	d	d

Модель Бакстера (симметричная 8*V*-модель), $u=s=0$, модель имеет точное решение. Шесть вершинная модель (6*V*-модель, модель льда), частный случай 8*V*-модели при $d=0$. Модель жёстких гексагонов (треугольный решётчатый газ). Узлы треугольной решётки заняты частицами или свободны. Вес занятого узла равен z , вес свободного узла равен 1. Соседние узлы не могут быть заняты одновременно. Перенормируемая аянтный узел ($\sigma_j=1$) или вакансия ($\sigma_j=0$). Модель можно сформулировать как вершинную на квадратной решётке, для этого треугольная решётка (пунктирные линии) деформируется, как показано на рис. 4.

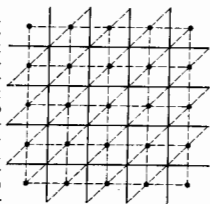


Рис. 4. Модель жёстких гексагонов на квадратной решётке.

Обобщённая модель жёстких гексагонов (ЖГ) получается из предыдущей введением в ВСВ дополнит. множителя $\exp(L\sigma_a + M\mu_a)$, где *L* и *M* — новые параметры. Модель ЖГ имеет точное решение, если *L*, *M* и *z* связаны соотношением: $z = (1 - e^{-L})(1 - e^{-M})(e^{L+M} - e^L - e^M) - 1$. (2)

Модель жёстких гексагонов является предельным случаем ЖГ при $L \rightarrow 0, M \rightarrow \infty$ и фиксиров. *z*.

Преобразования моделей. Можно установить соответствие между векрами на описанных моделях с помощью дуальных преобразований (ДП). В самодуальных моделях ПСВ сохраняют свой вид при ДП, преобразуются только параметры взаимодействия, а ПСВ приобретает нормировочный множитель. В 8*V*-модели можно произвести ДП для спинов на одной из подрешёток, зафиксировав их на другой. При таком частичном ДП 8*V*-модель перейдёт в модель АТ. При $a=b$ 8*V*-модель дуальна однородной и изотропной модели АТ. Совершив ДП над оставшимися переменными (нольное ДП), можно установить соответствие между двумя дуальными 8*V*-моделями (перенормируемые σ и μ при полном ДП обмениваются подрешётками). Полное ДП модели АТ состоит из двух последоват. частичных ДП: АТ \rightarrow 8*V* \rightarrow АТ. Модель БВ дуальна дискретной модели Гаусса, если $KJ=1$.

Кулоновский решётчатый газ. Пятикоординатные возбуждённые состояния систем с симметрией $O(2)$ (*XU*-модель, модель БВ) разделяются на спиновые волны и магн. вихри. Последние характеризуются пелочисл. переменной *m*(*R*), определяющей циркуляцию спинов вокруг грани с центром в *R*. Числа *m*(*R*) наз. зарядами вихрей. После исключения спиновых волн задача сводится к вычислению статистики суммы двумерной кулоновской нейтральной плазмы на решётке. Роль заряд. частиц играют вихри, их взаимодействие логарифмически зависит от расстояния.

Модель случайных кластеров. Статистич. сумму модели Поттса можно представить графически, используя след. представление ПСВ: $\exp(K\delta_{r_1, r_2}) = 1 + v\delta_{r_1, r_2}$, $v = \exp K - 1$. На графе сопоставим 1 узел ребра, а $v\delta_{r_1, r_2}$ — заштрихованное (рис. 5). Кластером наз. совокупность узлов, соединённых заштрихованными рёбрами. Изоляторы, узел также считается кластером. Статистич. сумма q -компонентной модели Поттса представляется в виде $Z(q, v) = \sum_{\text{Графы}} q^k v^m$, где k — число кластеров, а m — число заштрихованных рёбер в графе. Определить статистич. сумму графически, можно не считая q целым числом. Модель Поттса при $q=1$ связана с процессами протекания (см. Протекания теория), а при $q=0$ — со статистикой длинных полимерных цепей без самопересечения. Модель случайных кластеров можно преобразовать в 6V-модель.

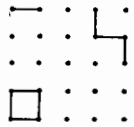


Рис. 5. Пример графа в кластерном разложении модели Поттса.

Критические свойства двумерных систем. При достаточно низких темпах ср. значение параметра порядка (намагниченности) системы с дискретной абелевой группой симметрии отлочно от нуля. При высоких темпах система находится в неупорядоч. состоянии. В системах с непрерывной группой симметрии намагниченность отсутствует во всём диапазоне темп-р.

В модели БВ различие между фазами выражается в поведении корреляторов на больших расстояниях. Ниже точки перехода (в т. н. мягкой фазе) они убывают по степенному закону, выше точки перехода убывание происходит экспоненциально. В мягкой фазе взаимодействия между пробными зарядами кулоновское (логарифмическое). После диссоциации вихревых молекул пробные заряды окрашиваются и взаимодействуют экспоненциально слабо. Изменение характера взаимодействия приводит к изменению зависимости коррелятора от расстояния.

В Z_2 -симметричных моделях при $q > 4$ существует интервал темп-р ($4 < 2J_2\phi_{\text{ФФ}} < q^2/4$, где $J_2\phi_{\text{ФФ}}$ — афф. постоянная взаимодействия), в к-ром симметрия восстанавливается. В этой фазе корреляторы убывают по степенному закону (мягкая фаза). На верх. границе интервала происходит описанный выше переход в кулоновском газе вихрей. Высокотемпературная фаза характеризуется полным беспорядком и экспоненц. наданием корреляторов. При $q < 4$ промежуточная (мягкая) фаза отсутствует. Фазовые диаграммы для $q=4$ и $q > 4$ изображены на рис. 6.

Точное решение модели Изинга демонстрирует существование единств. фазового перехода 2-го рода

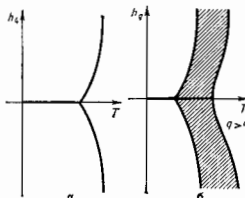


Рис. 6. Фазовые диаграммы модели Березинского — Изинга с нарушенной симметрией (см. табл. 1). Утолщённый отрезок оси абсцисс соответствует мягкой фазе. При $q > 4$ заштрихованная область между двумя жирными линиями соответствует мягкой фазе.

в точке, где параметры J_h и J_v связаны соотношением дуальности $sh(2J_h) sh(2J_v) = 1$. В изотропной модели критич. значение $J^{(c)} = \ln(\sqrt{2} \pm 1)$, где знак \pm соответствует ферромагнетике, а \mp — антиферромагнетике. Для моделей Поттса при $q > 4$ показано, что эквивалентная 6V-модель имеет единств. точку фазового перехода при $u = z = 0$. Параметры K_h и K_v в анизотропной модели связаны ДП $(\exp K_h - 1) \cdot (\exp K_v - 1) = q$. Считается, что то же соотношение определяет критич. точку при $q \leq 4$. При $q > 4$ переход происходит скачком (переход 1-го рода), а при $q \leq 4$ — непрерывно (переход 2-го рода).

Свободная энергия модели Бакстера — аналитич. ф-ция параметров $a, b, c, d > 0$, за исключением плоскостей

$$a = b + c + d, \quad b = a + c + d, \quad c = a + b + d, \quad d = a + b + c. \quad (3)$$

На этих плоскостях корреляц. радиус обращается в бесконечность. Параметр $k^2 = abcd / a^2 b^2 c^2 d^2$ обращается



Рис. 7. Фазовая диаграмма одномерной и изотропной модели Изинга — Теллера: а — листы критической поверхности пересекаются попарно вдоль отрезков PL_1, PL_2, PL_3 с общей тройной точкой P, все три отрезка лежат в плоскости $N_1N_2N_3$; б — сечение фазовой диаграммы плоскостью $N_1N_2N_3$.

в 1 на плоскости (3) и только на них. Система находится в неупорядоч. фазе при $k^2 < 1$ и в неупорядоченной при $k^2 > 1$.

Фазовую диаграмму модели АТ удобно представить в координатах $x_i = w_i/w_0, 0 \leq x_i \leq 1, i = 1, 2, 3$ (рис. 7, а). Критич. поверхность состоит из 3 листов. Изотропная модель АТ эквивалентна модели Бакстера с $a = b$ при условии $x_1 + x_2 + x_3 = 1$. В этой плоскости (рис. 7, б) отрезки $x_i = x_j$ состоят из критич. точек. Линия $x_2 = x_3$ соответствует $d = 0$ в модели Бакстера. Центр треугольника является критич. точкой 4-компонентной модели Поттса.

Фазовое пространство модели ЖГ в координатах L, M ограничено кривыми $z(L, M) = 0$, где z выражается через L и M согласно ф-ле (2). Области $z(L, M) < 0$, заштрихованные на рис. 8, нефизические. В оставшейся области значение параметра $\Delta = z^{-1} [1 - z \exp(L + M)]$ определяет, в какой фазе находится система. Границы фаз определяются условиями $\Delta = \pm \Delta_c$, где $\Delta_c^2 = [(1 + \sqrt{5})/2]^2$. Фазовая диаграмма симметрична относительно замены осей L и M . В фазах I, III, V плотность на подрешётках одинакова (жидкая фаза). В фазах II и VI частицы занимают преимущественно одну из трёх подрешёток (треугольный кристалл). В фазе IV заята одна из двух подрешёток (квадратный кристалл).

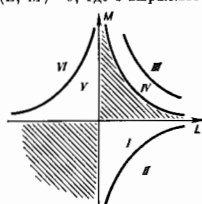


Рис. 8. Фазовая диаграмма точно решаемой обобщённой модели жёстких гексагонов.

К р и т и ч. п о к а з а т е л и. В модели БВ масштабная размерность параметра порядка Δ в точке фазового перехода равна $1/8$, что подтверждено при измерениях в пёльках ^4He отношениями сверхтекучей

Табл. 3.

Модель	Определяющие параметры λ	α	β	$\mu = \nu$	δ
Изинга	$1/2$	0	$1/2$	1	15
Бакстера	$\cos(\lambda\pi) = \frac{2(ab-cd)}{c^2+d^2-a^2-b^2}$ (при $a+b+d=e$)	$2 - \frac{1}{\lambda}$	$\frac{1}{16\lambda}$	$\frac{1}{2\lambda}$	15
ЖГ I, II ЖГ III ЖГ IV		$1/2$ $-1/2$	$1/2$ $1/4$	$1/2$ $3/4$	14
АТ, $x_1 = x_2$, $1 = x_1 + x_2 + x_3$	$\cos(\lambda\pi) = 1 - \frac{2x_3^2}{(1+x_3)^2}$	$2 \frac{1-2\lambda}{3-4\lambda}$	$\frac{1}{4} \frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	$2 \frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	15
Поттса	$2 \cos(\lambda\pi/2) = V\sqrt{q}$, $0 < \lambda < 1/2$, $0 < q < 4$	$2 \frac{1-2\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{1+\lambda}{12}$	$\frac{1}{3} \frac{2-\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{3-\lambda}{1-\lambda} \times \frac{5-\lambda}{1+\lambda}$

ялтности к темп-ре перехода, равног универс. постоянной $2m^2/\lambda^2$, где m — масса атома ^4He . Связь критический показатель с параметрами взаимодействия установлена точно для модели Бакстера, модели АТ, модели Поттса при $q \leq 4$, а также для модели ЖГ (табл. 3).

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Фунтуанович теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Бокст с р. Р., Теория реальных молекул в статистической механике, пер. с англ., М., 1985; Wu F. Y., The Potts model, «Revs. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 235. С. В. Покровский.

ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ — система электронов, энергетич. состояния к-рых соответствуют свободному движению только вдоль определ. плоскости. В поперечном направлении потенц. энергия такова, что частицы находятся в ямочк, яме и их движение финитно, а соответствующие энергетич. уровни дискретны. При низких темп-рах, когда все частицы находятся на низшем из этих уровней, система является чисто двумерной. При повышении темп-ры постепенно начинают заполняться всё более высокие уровни энергии и система теряет двумерный характер.

Д. э. г. реализуется в неоднородных полупроводниках (*МДП-структуры*, *p-n-переходы*, *гетеропереходы*, *инверсионные слои*, поверхностные электронные уровни на сколах монокристаллов Ge), для электронов пад поверхность жидкого He, в сверхтонких (толщиной неск. атомных слоёв) проводящих плёнках. Многообразие наблюдаемых свойств Д. э. г. в значит. мере обусловлено возможностью регулировать и легко менять в широких пределах плотность электронов под действием прижимающего (поперечного) электрич. поля (полупроводники, электроны над жидким He), причём в зависимости от плотности Д. э. г. может оказаться как псевдорондонем, так и вырожденным (см. *Делужерные проводники*). Осн. интерес к Д. э. г. связан с особенностями фазовых переходов, эффектов локализации, флуктуаций и кинетич. явлений в двумерных системах. Для электронов на поверхности жидкого He впервые была экспериментально обнаружена вигнеровская кристаллизация (см. *Вишеровский кристалл*).

ДВУОСНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы, в к-рых происходит двойное лучепреломление при всех направлениях падающего на них луча света, кроме двух направлений (каждое из них лиш. оптич. осью кристалла). Подробнее см. *Кристаллооптика*.

ДВУЖИДКОСТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ — матем. модель, в к-рой полностью ионизованная плазма представляется в виде смеси двух газов заряд. частиц — электронов (e) и ионов (i), связанных друг

с другом силой трения и эл.-магн. полями. Система ур-ний, описывающих модель, даёт для газа частиц каждого сорта α (e или i) изменение во времени след. макроскопич. параметров: $n(i, r)$ — число частиц в единице объёма, $v_\alpha(i, r)$ — ср. скорость, $T_\alpha(i, r)$ — темп-ра, где r — радиус-вектор. Эти ур-ния выражают для газа соответственно сохранение числа частиц, баланс импульса и тепловой баланс и имеют вид

$$\frac{d}{dt} n_\alpha = -\text{div}(n_\alpha v_\alpha) \quad (1)$$

$$m_\alpha n_\alpha \frac{d}{dt} v_\alpha = -\nabla p_\alpha - \text{Div}(\pi_\alpha) + e_0 q v_\alpha (E + v_\alpha \times H) + R_\alpha \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} n_\alpha \frac{d}{dt} T_\alpha = -p_\alpha \text{div} v_\alpha - \pi_{\alpha kl} \frac{\partial v_{\alpha k}}{\partial x_l} - \text{div} q_\alpha + Q_\alpha \quad (3)$$

где $\frac{d}{dt} = \partial/\partial t + v_\alpha \nabla$, $p_\alpha = n_\alpha T_\alpha$ — гидростатич. давление, $\pi_{\alpha kl}$ — симметричный тензор негидростатич. напряжений, q_α — поток тепла частиц газа α , R_α и Q_α — источники формально как нулевой, нервы и второй моменты *кинетический уравнений* для плазмы. ими можно пользоваться для отыскания макроскопич. параметров плазмы, если с помощью приближённого решения кинетич. ур-ний найти локальные ф-ции распределения частиц α и выразит величины q_α , π_α , R_α , Q_α через макроскопич. параметры и их производные, тем самым замкнув ур-ния.

Ур-ния Д. г. н. применимы, если времена между столкновениями электронов с электронами τ_{ee} и ионов с ионами τ_{ii} малы по сравнению со всеми остальными характерными временами. При этом ф-ции распределения электронов и ионов близки к *Максвелла распределения*, к-рые полностью определяются параметрами n_α , v_α , T_α . Граденты этих параметров, если они достаточно малы, определяют малые локальные поправки к максвелловским ф-циям. Для этого в отсутствие магн. поля параметры должны мало изменяться на длине свободного пробега частиц, но в сильном магн. поле условия применимости Д. г. п. усложняются (смягчаются для градиентов ионич. поля). Характерное время обмена энергией при столкновениях между электронами и ионами много больше, чем τ_{ee} и τ_{ii} , так что тепловое равновесие внутри каждого из газов устанавливается быстрее, чем между ними. Поэтому условия применимости Д. г. п. допускают большое различие между электронной и ионной темп-рами. Часто Д. г. п. используется вне строгих границ её применимости (обычно при этом без тензора π_α) как удобная грубая модель полностью ионизованной плазмы. Иногда при этом используют упрощённое выражение $R_i = (m_e n_e / m_i T_i) (v_e - v_i)$, ему соответствует $Q_i = -3(m_e n_e / m_i T_i) (T_e - T_i)$. Законы сохранения импульса и энергии при столкновениях дают $R_e = -R_i$, $Q_e = -Q_i + R_i (v_e - v_i)$.

Лит.: Браггинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963. С. И. Браггинский.

ДВУЖИДКОСТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕЛИЯ II — физ. модель сверхтекучего гелия ^4He , основанная на представлении о двухкомпонентности ^4He в сверхтекучем состоянии: при понижении темп-ры ниже λ -точки (см. *Гелий жидкий*) в ^4He возникает сверхтекучий компонент, существующий наряду с нормальным (вязким)