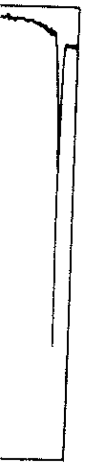
ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

1

ААРОНОВА — ДЛИННЫЕ

Москва
«Советская
энциклопедия»
1988

ем при $\lambda=\lambda_\infty$—
нут от λ_∞ в сто-
для белых кар-
дствием *уширe-*
близи границы
с другом, как
тодвигая поло-
Б. с., а также



спектрального
место границы
стают слева на-

ём можно су-
етрах звезды,
арактеристик
Наиб. ярко
ссов A и F,
зовых туман-
и т. д. В зо-
личина Б. с.
Знак Б. с.
$-\Delta\lambda)<I(\lambda_\infty-$
ается излуче-
я менее проз-
и с *Кирхго-*
зависит от
циях атомов
за. Б. с. поз-
остей.
ками, дейст-
, так и для
нак.
С. Б., Меж-
Курс общей
и л л е р У.,
; Г р е й Д.,
гл., М., 1980.
Г. Бочкарев.

ывать пуч-
ц первона-
или усиле-
сгустков).
перед ин-
тель резо-
ка в режим
я частиц в
ия пиковой
предназна-
ли *группи-*
Бурштейн.
еспстемная
в метеоро-
же называ-

лась единица давления в *СГС системе единиц* (1 бар= =1 дин/см²).

БАРДИНА — КУПЕРА — ШРИФФЕРА МОДЕЛЬ (модель БКШ) — теория *сверхпроводимости* кристаллич. твёрдых тел, основанная на представлении о сверхтекучести куперовских пар электронов (см. *Купера эффект*). Создана Дж. Бардином (J. Bardeen), Л. Купером (L. Cooper), Дж. Шриффером (J. Schrieffer) в 1957. Теория рассматривает *гамильтониан*, учитывающий исключительно притяжение между электронами с равными по величине и противоположно направленными импульсами и антипараллельными спинами, характеризуемое одной положит. константой связи g. Гамильтониан $\hat{H}$ электронов в модели БКШ, записанный с помощью операторов *вторичного квантования*, имеет вид

$$\hat{H}=\sum_{p,\alpha}\varepsilon_0(p)\,a^+_{p\alpha}a_{p\alpha}-\frac{g}{V}\sum_{p,p'}a^+_{p'\uparrow}a^+_{-p'\downarrow}a_{-p\downarrow}a_{p\uparrow},$$

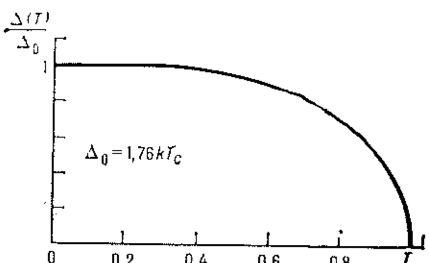
где $\varepsilon_0(p)$ — энергия невзаимодействующих электронов, $a^+_{p\alpha}$ и $a_{p\alpha}$ — операторы рождения и уничтожения электронов с определ. импульсом p и проекцией спина α ($\uparrow$ или $\downarrow$), V — объём системы.

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

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

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

где v_F и p_F — скорость и импульс частиц на ферми-поверхности, а энергетическая щель Δ является осн. характеристикой сверхпроводящих свойств системы. Такой энергетич. спектр удовлетворяет критерию сверх-



текучести Ландау (миним. значение ε/p отлично от нуля), т. е. металл с соответствующим электронным спектром является сверхпроводящим. Темп-рную зависимость энергетич. щели $\Delta(T)$ в модели БКШ см. на рис.

Появление энергетич. щели в теории БКШ является результатом неустойчивости вырожденной ферми-системы (с притяжением между частицами) по отношению к образованию связанных состояний парами частиц, находящихся в импульсном пространстве вблизи ферми-поверхности и обладающих нулевым суммарным импульсом, орбитальным моментом и спином (куперовское или БКШ-спаривание). Величину 2Δ можно рассматривать как энергию связи пары. Характерный размер пары $\xi\sim\hbar v_F/\Delta$. БКШ-спаривание не сводится просто к образованию связанного состояния двух частиц. Оно представляет собой чисто коллективное явление в вырожденной ферми-системе и происходит даже при сколь угодно слабом притяжении между частицами. Такое спаривание означает появление корреляции в движении частиц, находящихся на расстоянии ξ друг от друга, намного превосходящем ср. расстояние между частицами.

При нулевой темп-ре величина энергетич. щели равна $\Delta=\Delta_0=\varepsilon^*\exp(-2/g\nu_F)$, где $\nu_F=mp_F/\pi^2\hbar^3$ — плотность состояний частиц вблизи ферми-поверхности, m — эфф. масса электрона. Если притяжение между электронами обусловлено *фрёлиховским взаимодействием*, то величина характерной энергии $\varepsilon^*\sim\hbar\omega_D$, где ω_D — дебаевская частота. Неаналитичность зависимости $\Delta_0(g)$ означает, что в модели БКШ, рассматривая притяжение как возмущение, нельзя получить осн. состояние сверхпроводящей системы из осн. состояния невзаимодействующих электронов ни в каком порядке теории возмущений.

Модель БКШ даёт описание перехода в сверхпроводящее состояние как *фазового перехода* второго рода в рамках теории Ландау. Роль параметра порядка в теории сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова (ГЛАГ-теории) играет энергетич. щель Δ.

Вблизи сверхпроводящего перехода щель $\Delta(T)$ стремится к нулю пропорционально $(1-T/T_c)^{1/2}$, причём температура перехода T_c связана с Δ_0 соотношением $T_c\approx0{,}57\Delta_0/k$.

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

Модель БКШ хорошо обоснована для вырожденного, почти идеального ферми-газа со слабым притяжением между частицами. В этой связи модель БКШ иногда наз. моделью слабой связи. Моделью БКШ часто наз. также аналогичные модели со спариванием, при к-ром оказывается не равным нулю момент (как в сверхтекучем ^{3}He) или импульс пары.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Толмачев В. В., Ширков Д. В., Новый метод в теории сверхпроводимости, М., 1958; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; Шриффер Дж., Теория сверхпроводимости, пер. с англ., М., 1970; Анималу А., Квантовая теория кристаллических твердых тел, пер. с англ., М., 1981; Fröhlich H., Interaction of electrons with lattice vibrations, «Proc. Roy. Soc., Ser. A», 1952, v. 215, p. 291; Cooper L. N., Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas, «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 1189; Bardeen J., Cooper L., Schrieffer J., Theory of superconductivity, там же, 1957, v. 108, p. 1175.

А. Э. Мейерович.

БАРИЙ (от греч. barýs — тяжёлый; лат. Barium), Ba, — хим. элемент II группы периодич. системы элементов подгруппы щёлочноземельных элементов, ат. номер 56, ат. масса 137,33. Природный Б. содержит 7 стабильных изотопов, среди к-рых преобладает ^{138}Ba (71,66%). Электронная конфигурация внеш. оболочки $6s^2$. Энергии последовательных ионизаций равны соответственно 5,212 и 10,004 эВ. Металлический радиус 0,221 нм, радиус иона Ba^{2+} 0,138 нм. Значение электроотрицательности 0,97.

В свободном виде барий — серебристо-белый металл, обладающий кубич. объёмноцентрир. решёткой с параметром $a=0{,}5019$ нм, плотность 3,76 кг/дм³, $t_{пл}=710$ °C, $t_{кип}=1640$ °C, теплота плавления 8,66 кДж/моль, теплота испарения 151 Дж/моль, теплоёмкость 28,76 кДж/моль, удельное электросопротивление $6\cdot10^{-5}$ Ом·см (при 0 °C), твёрдость по шкале Мооса 2,0.

В соединениях проявляет степень окисления +2. Химически высокоактивен, реагирует с водой, выделяя водород, на воздухе покрывается плёнкой, содержащей BaO, BaO_2 и Ba_3N_2.

Сплавы Б. применяют в качестве поглотителей газов в вакуумной технике. Соединения Б. сильно поглощают рентгеновское и γ-излучение, что используют при создании защитных материалов в ядерном реакторостроеса на нефиз. листе при $\mathcal{E}=\mathcal{E}_0-i\Gamma/2$ (см. *Матрица рассеяния*). Предположения о наличии такой особенности вместе с условием унитарности оказывается достаточным для получения Б.— В. ф., причём наличие особенности в одном из каналов автоматически приводит к такой же особенности во всех связанных с ним каналах. Тот факт, что полюс амплитуды рассеяния расположен на нефиз. листе, выражается в непостоянстве Г. Амплитуда реакции, соответствующая Б.—В. ф., имеет вид (для орбитального квантового числа $l=0$):

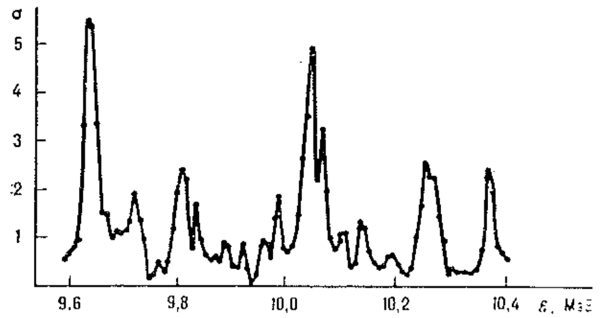


Рис. 3. Эриксоновские флуктуации в ходе сечения σ реакции $^{35}Cl(p, \alpha)\,^{32}S$.

$$f_{if} = \frac{1}{\sqrt{k_i k_f}}\,\frac{\sqrt{\Gamma_i/2}\,\sqrt{\Gamma_f/2}}{\mathcal{E}-\mathcal{E}_0+i\Gamma/2}.$$

Здесь k_i, k_f — импульсы относит. движения частиц в каналах i и f. Разбиение числителя в (3) на множители, соответствующие разным каналам, отвечает процессу столкновения, происходящему в 2 стадии: образования составного ядра в определ. квазистационарном состоянии и его распада по тому или иному каналу.

В случае упругого рассеяния следует учитывать нерезонансный фон, называемый обычно потенциальным рассеянием. Если резонанс осуществляется в волне с орбитальным моментом l, то амплитуда упругого рассеяния

$$f_{if} = f_{ii}^{(0)}(\vartheta) - \frac{2l+1}{k_i}\times$$

$$\times\frac{(\Gamma_i/2)\,e^{2i\delta_l^0}}{\mathcal{E}-\mathcal{E}_0+i\Gamma/2}\,P_l(\cos\vartheta). \quad (4)$$

Здесь $f_{ii}^{(0)}$ — амплитуда потенциального рассеяния, δ_l^0 — фаза потенциального рассеяния, ϑ — угол рассеяния, P_l — полином Лежандра.

Б.— В. ф., являющаяся одним из первых количественных результатов теоретич. ядерной физики, сыграла важную роль в развитии ядерной физики и физики элементарных частиц. В ядерной физике она применяется во всех случаях, когда уровни составного ядра не перекрываются [1, 2].

При исследовании элементарных частиц — *резонансов* их наиб. строгим определением является наличие брейт-вигнеровской особенности в амплитуде рассеяния в состоянии с определ. значениями полного момента, чётности, изоспина и др. квантовых чисел. Непосредств. применение Б.— В. ф. при анализе взаимодействий элементарных частиц, как правило, затруднено из-за нерезонансного фона и большой ширины резонансов. В таких случаях наличие резонансов определяется по петлям на т. н. диаграмме Аргана [3].

Б.— В. ф. может быть обобщена на случай перекрывающихся уровней [4, 5]. В этом случае полная ширина уровня $\Gamma\neq\sum\Gamma_j$. На этом пути получено описание т. н. входных состояний, отвечающих широкому резонансу на фоне множества узких [5]. Если ширина Г уровней гораздо больше, чем расстояние между соседними уровнями, то в энергетич. и угловой зависимости сечений ядерной реакции возникает тонкая структура нерезонансного типа (эриксоновские флуктуации, рис. 3). Их исследование даёт информацию о ср. ширине Г перекрывающихся уровней [6].

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; 2) Ядерные реакции, пер. с англ., т. 1, М., 1962, гл. 5—6; 3) Никиту Ф., Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий, пер. с рум., М., 1983; 4) Кобзарев И. Ю., Теория перекрывающихся резонансов, М., 1971; 5) Шапиро И. С., Перекрывающиеся уровни и гигантские резонансы, в сб.: Проблемы современной ядерной физики, М., 1971; 6) Эриксон Т., Майер-Кукук Т., Флуктуации в ядерных реакциях, «УФН», 1967, т. 92, с. 271.

В. М. Колыбасов

БРИЛЛЮЭНА ЗОНА — ячейка *обратной решётки* кристалла, содержащая все трансляционно-неэквивалентные точки. Поскольку состояния *квазичастиц* твёрдого тела, в к-рых значения *квазиимпульсов* p отличаются на один из векторов трансляции обратной

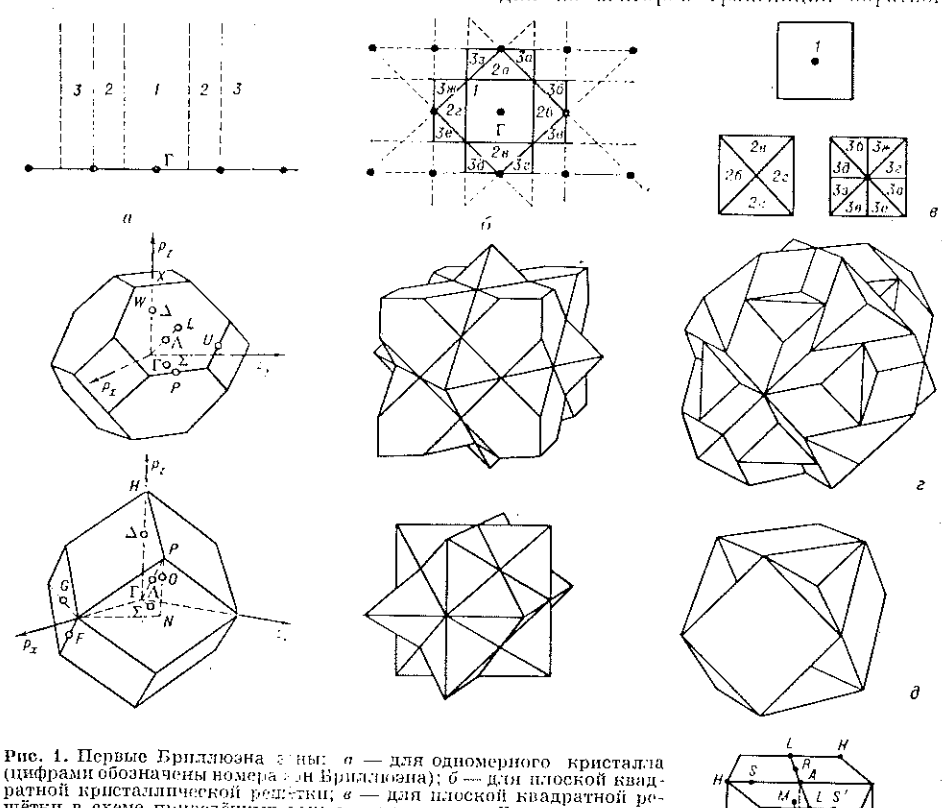



Рис. 1. Первые Бриллюэна зоны: *а* — для одномерного кристалла (цифрами обозначены номера зон Бриллюэна); *б* — для плоской квадратной кристаллической решётки; *в* — для плоской квадратной решётки в схеме приведённых зон; *г* — первые три Бриллюэна зоны для кубического гранецентрированного кристалла (приведены обозначения для некоторых точек первой зоны); *д* — первые три Бриллюэна зоны для кубического объёмноцентрированного кристалла; *е* — первая Бриллюэна зона для гексагонального плотно упакованного кристалла.

решётки, являются эквивалентными, то Б. з. выделяет в пространстве квазиимпульсов области, включающие в себя все неэквивалентные значения квазиимпульсов $\boldsymbol{p}$, характеризующих состояние квазичастиц.

Структура Б. з. определяется только строением кристалла и не зависит от рода частиц, образующих кристалл, или от их межатомного взаимодействия. Обычно границы Б. з. определяют условием:

$$2\boldsymbol{k}\boldsymbol{b}+b^2=0,\ \boldsymbol{k}=\boldsymbol{p}\,\hbar, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{b}$ — вектор обратной решётки. При этом Б. з. представляют собой многогранники в обратном пространстве, границами к-рых являются плоскости, проходящие через середины прямых (перпендикулярно к ним), соединяющих точку начала отсчёта Г ($\boldsymbol{b}=0$) с трансляционно-эквивалентными ей точками обратной решётки (рис. 1, *а*).

При таком построении участки одной и той же зоны оказываются отделёнными друг от друга (рис. 1, *б*). Этой особенности можно избежать при переходе к т. н. **приведённой зоне** — разл. участки одной Б. з. сдвигаются на векторы трансляции обратной решётки и зона оказывается односвязной (рис. 1, *в*). В результате «приведения» очевидно, что каждая зона совпадает с элементарной ячейкой обратной решётки (*Вигнера — Зейтца ячейкой*), т. е. фактически с первой Б. з. (объёмы всех Б. з. равны). Осн. интерес представляет, как правило, первая Б. з.— область обратного пространства, лежащая ближе к точке $\boldsymbol{b}=0$, чем к любой другой трансляционно-эквивалентной ей точке в обратной решётке. Нек-рые точки Б. з. высокой симметрии имеют спец. обозначения. Так, напр., для первой Б. з. гранецентрированного кубического (ГЦК) кристалла (рис. 1, *г*) центр обозначается как Г, вершины — W, центр шестиугольной грани — L, центры квадратных граней — X и т. д. (рис. 1, *д—е*).

Соотношения (1), определяющие границы Б. з., эквивалентны *Брэгга — Вульфа условию* для интерференционных максимумов при рассеянии рентг. лучей в кристалле. Это позволяет восстановить по рентгенограмме кристалла его Б. з. и тем самым структуру кристалла. Б. з. используются при определении закона дисперсии для квазичастиц в кристалле (электронов, *фононов*, *магнонов* и пр.), поскольку энергия квазичастиц, согласно *Блоха теореме*, является периодич. ф-цией квазиимпульса, т. е. периодична в обратной решётке (см. *Зонная теория*).

При расчёте энергетич. спектра квазичастиц (энергетич. зон) используются схемы приведённой зоны

а б в

Рис. 2. Пример энергетического спектра $\mathcal{E}(p)$ для квазичастицы в одномерном кристалле с Бриллюэна зоной, показанной на рис. 1, *а*: *а* — схема приведённой зоны; *б* — схема расширенной зоны; *в* — периодическая зонная схема.

(все энергетич. зоны, отделённые друг от друга энергетич. щелями, размещаются в первой Б. з.), схемы **расширенной зоны** (разл. энергетич. зоны размещаются в обратном пространстве в разл. Б. з.) и т. н. **периодич. зонная схема** (каждая энергетич. зона периодически повторяется во всех Б. з.). Эти три схемы проиллюстрированы на рис. 2 на примере трёх первых энергетич. зон для одномерного кристалла, Б. з. к-рого приведены на рис. 1, *а*.

Для фермиевских квазичастиц в кристаллах, напр. электронов проводимости и дырок, важно относит. расположение *ферми-поверхности* в Б. з. При разл. взаимных конфигурациях возникают понятия заполненных и незаполненных энергетич. зон, **зоны проводимости**, **запрещённой зоны**, **валентной зоны**, открытых и замкнутых траекторий носителей заряда. В нек-рых кристаллах близость ферми-поверхности к границе Б. з. может приводить к структурным фазовым переходам и образованию гетерофазных структур (напр., структурные α-, β-, γ-переходы в *сплавах*).

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Анималу А., Квантовая теория кристаллических твердых тел, пер. с англ., М., 1981.

А. Э. Мейерович.

БРОМ (от греч. brо́mos — зловоние; лат. Bromum), Br,— хим. элемент VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 35, ат. масса 79,904, относится к галогенам. Природный Б. состоит из двух стабильных изотопов ^{79}Br (50,54%) и ^{81}Br (49,46%); β^--радиоактивный ^{82}Br ($T_{1/2}$=35,34 ч) используют в качестве радиоактивного индикатора. Конфигурация внеш. электронной оболочки $4s^2p^5$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 11,84; 21,80; 35,90; 47,3; 59,7 эВ. Ковалентный радиус 0,114 нм, радиус иона Br^- 0,196 нм. Значение электроотрицательности 2,8.

Молекула Б. двухатомна. Заметная диссоциация молекул Br_2 на атомы наблюдается при 800 °С (0,16%) и увеличивается с ростом темп-ры. Диаметр молекулы Br_2 0,323 нм.

При обычных условиях Б.— тяжёлая легколетучая сильно ядовитая жидкость красно-бурого цвета с резким запахом, $t_{пл}$ −7,25 °С, $t_{кип}$ 58,78 °С, плотность 3,102 кг/дм^3 (25 °С), теплота плавления 66,2 кДж/кг, атомная теплоёмкость жидкого Б. 36 Дж/моль·К (в интервале темп-р 13—45 °С), твёрдого — 23,4 Дж/моль·К (при темп-рах от −192 до −108 °С). Б. хорошо растворим в органич. растворителях. При взаимодействии с водой образует бромистоводородную HBr и бромноватистую HBrO к-ты.

По хим. свойствам аналогичен др. галогенам. Осн. степени окисления −1 и +5; возможны степени окисления +1, +3, +4, +6 и +7. Соединения Б. широко применяют в фотографии, медицине и др.

Лит.: Полянский Н. Г., Аналитическая химия брома, М., 1980.

С. С. Бердоносов.

БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ (брауновское движение) — беспорядочное движение малых частиц, взвешенных в жидкости или газе, происходящее под действием ударов молекул окружающей среды. Исследовано в 1827 Р. Броуном (Браун; R. Brown), к-рый наблюдал в микроскоп движение цветочной пыльцы, взвешенной в воде. Наблюдаемые частицы (броуновские) размером ~1 мкм и менее совершают неупорядоченные независимые движения, описывая сложные зигзагообразные траектории. Интенсивность Б. д. не зависит от времени, но возрастает с ростом темп-ры среды, уменьшением её вязкости и размеров частиц (независимо от их хим. природы). Полная теория Б. д. была дана А. Эйнштейном (A. Einstein) и М. Смолуховским (M. Smoluchowski) в 1905—06.

Причины Б. д.— тепловое движение молекул среды и отсутствие точной компенсации ударов, испытываемых частицей со стороны окружающих её молекул, т. е. Б. д. обусловлено *флуктуациями* давления. Удары молекул среды приводят частицу в беспорядочное движение: скорость её быстро меняется по величине и направлению. Если фиксировать положение частиц через небольшие равные промежутки времени, то построенная таким методом траектория оказывается чрезвычайно сложной и запутанной (рис.).

Б. д.— наиб. наглядное эксперим. подтверждение представлений молекулярно-кинетич. теории о хаотич. тепловом движении атомов и молекул. Если промежуток предел по «исчезающей» вязкости решения задачи Коши $u(x, 0)=v(x, 0)$ для Б. у. Исходная задача имеет интеграл движения:

$$\int_{-\infty}^{\infty} u(x, t)\, dx = \int_{-\infty}^{\infty} u_0(x)\, dx.$$

Лит.: Карпман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Уизем Дж., Линейные и нелинейные волны, пер. с англ., 1977; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979. *С. Ю. Доброхотов.*

ВАВИЛОВА ЗАКОН — закон, устанавливающий зависимость квантового выхода фотолюминесценции от длины волны возбуждающего света. Согласно В. з., квантовый выход постоянен при изменении в широких пределах длины волны возбуждающего света в стоксовой области и падает, если длина волны возбуждающего света лежит в антистоксовой (длинноволновой) области спектральной полосы поглощения. В соответствии с постоянством квантового выхода энергетич. выход растёт с увеличением длины волны возбуждающего света и падает в антистоксовой области.

В. з. связан с независимостью спектра люминесценции от длины волны возбуждающего света и обусловлен быстрой по сравнению с временем жизни электронного возбуждения колебат. релаксацией на каждом электронном уровне. Поэтому В. з. справедлив только при изменении длины волны возбуждающего света в пределах одной электронной полосы поглощения. Если при фотовозбуждении молекулы переходят в различные электронные состояния, то квантовый выход может меняться и В. з. не будет выполняться. В. з. подчиняется люминесценция твёрдых и жидких растворов люминесцир. веществ, молекулярных кристаллов, кристаллофосфоров при поглощении света в активаторе.

Падение квантового и энергетич. выхода при возбуждении светом с длиной волны, лежащей в антистоксовой области, связано с уменьшением в этой области вероятности электронного перехода на возбуждённый уровень. Неселективное и не возбуждающее люминесценцию поглощение примесями или осн. веществом оказывается больше возбуждающего люминесценцию, это приводит к уменьшению доли возбуждающих люминесценцию квантов из всех поглощённых, т. е. к падению выхода люминесценции.

Лит.: Вавилов С. И., Выход флуоресценции растворов красителей в зависимости от длины волны возбуждающего света, Собр. соч., т. 1, М., 1954, с. 222; Степанов Б. И., Закон Вавилова, «УФН», 1956, т. 58, с. 3. *Э. А. Свириденков.*

ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА ИЗЛУЧЕНИЕ — см. *Черенкова — Вавилова излучение.*

ВАЙНБЕРГА УГОЛ — один из осн. параметров теории *электрослабого взаимодействия* Глэшоу — Вайнберга — Салама, выражающийся через отношение констант эл.-магн. взаимодействия e (величину заряда электрона) и слабого взаимодействия g: $\sin\vartheta_W = e/g$, где ϑ_W — В. у., $g = 2\sqrt{2G_F m_W^2}$, G_F — константа Ферми, m_W — масса заряженного *промежуточного векторного бозона.* Значение параметра $\sin^2\vartheta_W$ может быть определено из данных по изучению процессов со слабыми *нейтральными токами* (напр., процесса упругого рассеяния мюонного нейтрино на электроне). Из имеющихся данных следует, что

$$\sin^2\vartheta_W = 0{,}215 \pm 0{,}032 \text{ (статистич.)} \pm 0{,}012 \text{ (систематич.)}. \quad (*)$$

Единые теории слабого, эл.-магн. и сильного взаимодействий (теории *великого объединения*) позволяют предсказать значение В. у. Со значением (*) согласуются, напр., теории, основанные на группах $SU(5)$ и $SO(10)$.

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Биленький С. М., Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов, М., 1981. *С. М. Биленький.*

ВАЙНБЕРГА — САЛАМА ТЕОРИЯ (Вайнберга — Глэшоу — Салама теория) — единая теория эл.-магн. и слабого взаимодействий. См. *Электрослабое взаимодействие.*

ВАЙЦЗЕККЕРА ФОРМУЛА — полуэмпирич. зависимость энергии связи $\mathcal{E}_{св}$ ядра от массового числа A и заряда Z, основанная на капельной и статистической моделях ядра. Имеет вид суммы объёмной, поверхностной, кулоновской, парной энергий и т. н. изотопич. члена: $\mathcal{E}_{св}\,(МэВ) = 15{,}75A - 17{,}8A^{2/3} - 0{,}71Z^2A^{-1/3} + 34\delta A^{-3/4} - 94{,}8(A/2 - Z)^2/A$, где $\delta = 1, 0, -1$ соответственно для чётно-чётных, чётно-нечётных и нечётно-нечётных ядер. Будучи приближённым соотношением, В. ф. тем не менее сыграла большую эвристич. роль в развитии ядерной физики (напр., в теории деления ядер). Она дала, в частности, возможность предсказать делимость нечётных изотопов U и Pu под действием медленных нейтронов и тем самым указать верное направление поиска ядерного топлива для ядерной энергетики. Подробнее см. *Капельная модель ядра.* *В. Е. Маркушин.*

ВАКАНСИОН — *квазичастица,* описывающая поведение *вакансии* в *квантовых кристаллах.* Большая величина амплитуды нулевых колебаний атомов в квантовых кристаллах приводит к тому, что вакансии делокализуются и представляют собой квазичастицы, практически свободно движущиеся в кристалле. Состояние В. характеризуется *квазиимпульсом* p и законом дисперсии (энергетич. спектром) $\mathcal{E}(p)$. Наиб. подробно свойства В. изучены на примере кристаллов изотопов гелия — ^3He и ^4He.

Состояние вакансии в квантовом кристалле определяется квазиимпульсом только в том случае, если при перемещении вакансии не нарушается периодичность кристалла, в т. ч. и взаимная ориентация *спинов* атомов, образующих решётку. В общем случае движение вакансии, состоящее в перестановках атомов между собой, может сопровождаться изменением спиновой структуры кристалла. Поэтому В. может являться квазичастицей только в кристалле, состоящем из бесспиновых частиц (как ^4He), или если кристалл определ. образом упорядочен по спинам. Так, В. в ^3He делокализуется только в полностью спиново-поляризованном кристалле. В парамагнитной или антиферромагнитной фазах ^3He с объёмноцентрир. кубич. решёткой В. автолокализуется в создаваемой вокруг себя спиново-поляризованной области большого (по сравнению с межатомным расстоянием) размера.

Ширина зоны В. обычно намного больше, чем у *дефектонов* др. типов, напр. *примесонов.* В кристалле ^4He ширина энергетич. зоны В. порядка 1 К (10^{-4} эВ) и примерно на 3 порядка превышает ширину зоны примесонов ^3He в кристалле ^4He.

При рассеянии В. на примесной частице последняя может переместиться на межатомное расстояние. Этот процесс является квантовым аналогом механизма переноса примесных атомов с помощью вакансий в обычных кристаллах. Большая величина энергетич. зоны В. обусловливает эффективность такого индуцированного вакансиями механизма переноса примесных частиц в области не слишком низких темп-р, когда концентрация В. не очень мала. При этом коэф. диффузии примесных частиц $D \sim (\sigma\Delta/\hbar)\exp(-\mathcal{E}_0/T)$, где Δ — ширина зоны В., $\mathcal{E}_0$ — энергия активации В., определяющая их концентрацию, σ — соответствующее сечение рассеяния, T — темп-ра.

Энергия, необходимая для образования одной вакансии (энергия активации), обычно по порядку вели чины равна работе, затрачиваемой при испарении атома из кристалла; вакансии являются термоактивированными, а их концентрация экспоненциально убывает при понижении темп-ры. Однако в квантовых кристаллах в принципе возможно существование т. н. нулевых В.— конечной концентрации В. в осн. состоянии кристалла при нулевой темп-ре. В этом случае даже в полностью равновесном состоянии число частиц, образующих решётку, всегда меньше, чем число узлов. При этом в кристалле оказываются возможными два типа движения, один из к-рых характерен для движения частиц в твёрдом теле, другой — в жидкости. Движение второго типа может сопровождаться потоком вещества через кристалл при неподвижных узлах кристаллич. решётки. Этот вопрос также связан и с проблемой *сверхтекучести* в твёрдых телах.

Лит. см. при ст. *Дефектон*. *А. Э. Мейерович.*

ВАКА́НСИЯ (от лат. vacans — пустующий, свободный) — дефект кристалла, соответствующий не занятому частицей узлу кристаллич. решётки. В., как и др. точечные дефекты, являются центрами деформации (дилатации): частицы, окружающие вакантный узел, смещаются относительно положений равновесия (в узлах кристаллич. решётки), что приводит к появлению внутр. поля напряжений вокруг В. На больших расстояниях r от В. поле напряжений убывает как $1/r^3$. В объёме совершенного кристалла одиночные В. появляться и исчезать не могут: источниками (и стоками) В. служат поверхность кристалла, границы зёрен в поликристалле, дислокации. Возможны также процессы образования и уничтожения В. в паре с *межузельным атомом* (пары Френкеля). Энергия В. зависит от напряжений в кристалле.

В. могут быть как изолированными, так и входить в состав более сложных образований — связанных состояний неск. В. (дивакансии, тривакансии и др.), больших вакансионных кластеров и В., связанных с др. дефектами решётки. В. могут обладать зарядом (напр., В., захватившие электрон, *центры окраски*). В ионных кристаллах относит. концентрации разл. типов В. определяются требованием электронейтральности кристалла. При равных концентрациях В. положительных и отрицательных ионов В. наз. Шотки дефектами, а при равных концентрациях межузельных ионов В. говорят о Френкеля дефектах.

В термодинамич. равновесии равновесная концентрация В. экспоненциально убывает с понижением темп-ры T. Однако возможны состояния кристалла с «замороженными» В. Вблизи кривой плавления равновесная концентрация В. обычно достигает 1—2% от числа атомов. Частицы кристалла, соседние с В., могут совершать термоактивир. скачки на вакантный узел, что приводит к диффузии В. и является одним из механизмов самодиффузии частиц в кристаллах. Коэф. диффузии В., как правило, намного больше, чем у других точечных дефектов, и экспоненциально возрастает с повышением T. Со сравнительно быстрым движением В. в кристалле связаны специфич. вакансионные механизмы переноса (диффузии) др. дефектов, напр. дислокаций (в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения) и примесей замещения. Наличие В. существенно влияет на свойства кристалла и физ. процессы (плотность, ионную проводимость, *внутреннее трение*, очистку и отжиг кристалла, *рекристаллизацию* и т. д.). В *квантовых кристаллах* В. представляют собой квазичастицы — *вакансионы*.

Лит. см. при ст. *Дефекты*. *А. Э. Мейерович.*

ВА́КУУМ (от лат. vacuum — пустота) — среда, содержащая газ при давлениях, существенно ниже атмосферного. В. характеризуется соотношением между ср. длиной свободного пробега λ молекул газа и размером d, характерным для каждого конкретного процесса или прибора. Таким размером могут быть расстояние между стенками вакуумной камеры, диаметр вакуумного трубопровода, расстояние между электродами электровакуумного прибора и т. п. Величина λ равна отношению ср. скорости молекулы $\bar{v}$ к числу Z столкновений, испытываемых ею за единицу времени: эту величину можно также выразить через диаметр молекулы $d_{м}$ и число молекул n в единице объёма:

$$\lambda = 1/\sqrt{2}\,\pi d_{м}^{2} n \qquad (1)$$

(для электронов λ в 5—6 раз больше).

В зависимости от величины отношения λ/d различают низкий ($\lambda/d \ll 1$), средний ($\lambda/d \approx 1$), высокий ($\lambda/d \gg 1$) В. В низком В. преобладают столкновения молекул друг с другом, в высоком В. преобладают столкновения молекул со стенками камеры. В обычных вакуумных установках и приборах (d=10 см) низкому В. соответствуют давления $p > 10^2$ Па (1 мм рт. ст.), среднему В.— от 10^2 до 10^{-1} Па ($1-10^{-3}$ мм рт. ст.), высокому В.— $p < 10^{-1}$ Па (10^{-3} мм рт. ст.; табл. 1). В порах или каналах диам. ~1 мкм высокому В. соответствует давление начиная с десятков и сотен мм рт. ст., а в камерах для имитации космич. пространства (объёмом в десятки м³) граница между средним и высоким В. порядка 10^{-5} мм рт. ст.

Табл. 1. — **Характеристики различных степеней вакуума** (d~10 см)

	Вакуум			
	низкий	средний	высокий	сверхвысокий
Диапазон давлений, Па (мм рт. ст.)	10^5—133 (750—1)	133—1,33×10^{-1} (1—10^{-3})	1,33·10^{-1}—1,33·10^{-6} (10^{-3}—10^{-8})	<1,33·10^{-6} (10^{-8})
Число молекул в 1 м³	10^{25}—10^{22}	10^{22}—10^{19}	10^{19}—10^{13}	<10^{13}
Режим течения газа	Вязкостный	Переходный к молекулярному	Молекулярный	Молекулярный

Понятие сверхвысокого В. связывается не с величиной отношения λ/d, а со временем τ, необходимым для образования мономолекулярного слоя газа на поверхности твёрдого тела в В., к-рое оценивается по ф-ле

$$\tau = \eta \cdot 10^{-6}/p, \qquad (2)$$

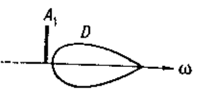
где η — коэф. захвата частицы поверхностью. Сверхвысоким В. наз. область давлений $p < 10^{-8}$ мм рт. ст., когда $\tau >$ неск. минут.

Основные составляющие воздуха, за исключением H_2O, CO_2 и Xe, при комнатной темп-ре — газы, они находятся при темп-ре T выше критической $T_{кр}$ и не могут быть переведены в конденсир. состояние повышением давления. При $T < 77$ К все атм. газы, кроме Н, Не, Ne, переходят в жидкое состояние (табл. 2).

Табл. 2. — **Некоторые параметры атмосферных газов при $p = 10^5$ Па (750 мм рт. ст.) и T=273 К**

Газ	$T_{кр}$, К	λ, (м)·10^8	$\bar{c}$, (м/с)·10^{-2}	Число молекул, ударяющихся о поверхность N,(м$^{-2}$с$^{-1}$)×10^{-27}	Объём в сухом атмосферном воздухе, %
Н	33,2	11,04	16,93	11,23	5·10^{-5}
Не	5,23	17,53	12,01	7,969	5,2·10^{-4}
Ne	12,42	12,42	5,355	3,550	1,8·10^{-3}
N_2	126	5,99	4,542	3,011	78,08
O_2	155	6,33	4,252	2,819	20,95
А	151	6,20	3,805	2,523	0,93
CO_2	304	3,88	3,624	2,403	0,033
К	209	4,85	2,629	1,743	1,1·10^{-4}
Xe	290	3,47	2,099	1,392	8,7·10^{-6}

цнпр. состояниям
ризованы (рис.);
когда возникают
дночастичные со-
каются.
ы для $\hbar\omega \geqslant \Delta\mathcal{E}_э$.
распадаются на
тры сливаются с



ирует экситонная
её высокочастот-
жет быть найден

ны также зона —
ния они отвечают
нием внутр. фо-
аннигиляции эк-
фонона [1].
. И., Шека Е. Ф.,
1981; 2) Sumi H.,
. 2. Optical spectra,
Э. И. Рашба.

— возникают при
нтов в квантовой
ментов). Широко
кениях, задачах
ы Ю. Вигнером

. J_2, J_3 полный
неск. разл. схе-

J. (1)

J. (2)

ями $|j_{12}jm\rangle$ и
нными согласно
ции унитарной

$jm\rangle$. (3)

у Вигнера:

$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23} \end{Bmatrix}$. (4)

яются скаляра-
— *Гордана коэф-*

$j_1\ j_2\ j_{12} \ / \ j_3\ j\ j_{23}\} =$
$_{m_{23}} C^{j_{23}m_{23}}_{j_2m_2j_3m_3}$. (5)

зовые и норми-
олы веществен-
только для тех
я к-рых выпол-
2).
свойствам

$j_{12} \ / \ _{23}\} = \delta_{j_{23}j'_{23}}$,

(6)

$j_{12} \ / \ _{23}\} = \delta_{j_{12}j'_{12}}$.

Из ф-лы (5) и свойств симметрии коэффициентов Клебша — Гордана вытекают свойства симметрии 6 j-символов: величина 6 j-символа не меняется при перестановке столбцов, а также при перестановке любых двух элементов верхней строки с расположенными под ними двумя элементами нижней строки, напр.:

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & j_{12} \\ j & j_3 & j_{23} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_3 & j & j_{12} \\ j_1 & j_2 & j_{23} \end{Bmatrix}. \qquad (7)$$

Имеют место также соотношения симметрии Редже, к-рые не сводятся к простой перестановке параметров 6 j-символа [1—3]. В частности,

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j & j_{23} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_1 & s-j_2 & s-j_{12} \\ j_3 & s-j & s-j_{23} \end{Bmatrix}, \qquad (8)$$

где $s = \frac{1}{2}(j_2 + j_{12} + j + j_{23})$.

Наряду с 6 j-символами в приложениях часто используются коэффициенты Рака $W(abcd;\ ef)$, к-рые отличаются от 6 j-символов только выбором фазового множителя:

$$\begin{Bmatrix} a & b & e \\ d & c & f \end{Bmatrix} = (-1)^{a+b+c+d}W(abcd;\ ef). \qquad (9)$$

Подробнее о свойствах 6 j-символов и коэффициентов Рака см. в [1—4]. Таблицы алгебраич. и численных значений 6 j-символов приводятся в [1, 2].

Лит.: 1) Варшалович Д. А., Москалёв А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; 2) Юцис А. П., Бандзайтис А. А., Теория момента количества движения в квантовой механике, Вильнюс, 1977; 3) Биденхарн Л., Лаук Дж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; 4) Никифоров А. Ф., Суслов С. К., Уваров В. Б., Классические ортогональные полиномы дискретной переменной, М., 1985; 5) Кузнецов Г. И., Смородинский Я. А., К теории 3nj-коэффициентов, «Ядер. физика», 1975, т. 21, с. 1135.

С. К. Суслов.

ВИГНЕРА ФУНКЦИИ (D-функции, обобщённые сферические функции) — функции $D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma)$, к-рые описывают преобразование волновой ф-ции квантовой системы с определ. угловым моментом j и определ. проекцией m момента на ось z при повороте системы координат на углы Эйлера α, β, γ:

$$\psi'_{jm} = (\hat{D}^j\psi_j)_m = \sum_{m'} D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma)\,\psi_{jm'},$$

(j, m и m' — одновременно целые или полуцелые числа, причём $j \geqslant 0$; $m,\ m' = -j,\ -j+1,\ \ldots,\ j$). В. ф. определяются ф-лами

$$D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma) = (-1)^{m-m'}e^{-i(m\alpha+m'\gamma)}\times$$
$$\times\left[\frac{(j+m)!\,(j-m)!}{(j+m')!\,(j-m')!}\right]^{1/2}\left(\sin\frac{\beta}{2}\right)^{m-m'}\left(\cos\frac{\beta}{2}\right)^{m+m'}\times$$
$$\times P^{(m-m',\ m+m')}_{j-m}(\cos\beta),$$

где

$$P^{(\alpha,\ \beta)}_n(z) = \frac{(-1)^n}{2^n n!}(1-z)^{-\alpha}(1+z)^{-\beta}\frac{d^n}{dz^n}\times$$
$$\times\left[(1-z)^{n+\alpha}(1+z)^{n+\beta}\right] —$$

полиномы Якоби (см. *Ортогональные полиномы*). Ф-ции $D^j_{mm'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma)$ являются матричными элементами неприводимого унитарного представления группы вращений трёхмерного пространства. Для них справедливы соотношения ортогональности:

$$\int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi} d\beta \sin\beta \int_0^{2\pi} d\gamma\, D^{j*}_{m_1m_2} D^{j'}_{m'_1m'_2} =$$
$$= \frac{8\pi^2}{2j+1}\,\delta_{jj'}\,\delta_{m_1m'_1}\,\delta_{m_2m'_2}$$
$$\sum_{m''} D^{j*}_{mm''} D^{j}_{m'm''} = \delta_{mm'},$$

а также теорема сложения:

$$D^j_{mm'}(\theta_2\theta_1) = \sum_{m''} D^j_{mm''}(\theta_2)\,D^j_{m''m'}(\theta_1),$$

где $\theta_i = (\alpha_i,\ \beta_i,\ \gamma_i)$ — углы Эйлера для двух последоват. вращений системы координат, $\theta_2\theta_1$ — углы Эйлера для произведения этих вращений. В. ф. впервые исследованы Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1931. В нек-рых случаях В. ф. можно выразить через *сферические функции*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К., Квантовая теория углового момента, Л., 1975; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984.

ВИГНЕРА ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ — матрица плотности в смешанном координатно-импульсном представлении, предложенном Ю. Вигнером (E. Wigner) в 1932.

В. ф. р. связана с *матрицей плотности* в координатном представлении $\rho_N(x,\ x',\ t)$ соотношением

$$f_N(x,\ p,\ t) = (2\pi\hbar)^{-3N}\int \rho_N(x-\xi/2,$$
$$x+\xi/2,\ t)\exp\{i\hbar^{-1}(p\xi)\}\,d\xi,$$

где $x = (x_1,\ \ldots,\ x_N)$, $\xi = (\xi_1,\ \ldots,\ \xi_N)$ — $3N$-мерные векторы. Такое определение смешанного представления со сдвинутыми координатами удобно тем, что В. ф. р. не может быть комплексной (в отличие от обычного координатно-импульсного представления). Переход от ρ_N к f_N соответствует преобразованию Вейля. В. ф. р. позволяет найти распределение частиц по координатам или по импульсам с помощью интегрирования по p или по x:

$$\int f_N(x,\ p,\ t)\,dp = \rho_N(x,\ x,\ t),$$
$$\int f_N(x,\ p,\ t)\,dx = \rho_N(p,\ p,\ t).$$

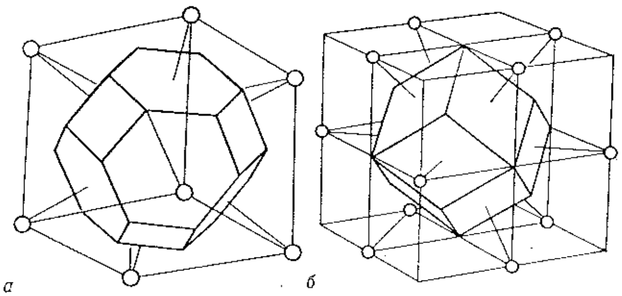
Однако сама В. ф. р. не имеет смысла плотности вероятности, т. к. может быть отрицательной. Подобные матрицы плотности иногда наз. «квазивероятностями». В. ф. р. удовлетворяет ур-нию движения, аналогичному квантовому ур-нию Лиувилля для матрицы плотности. С помощью В. ф. р. можно построить одно-, двух- и т. д. частичные приведённые В. ф. р., проводя интегрирования по части её аргументов. Для этих частичных В. ф. р. можно получить цепочку зацепляющихся ур-ний, удобных для построения ур-ний переноса.

В. ф. р. используют для описания квантовомеханич. состояний системы мн. частиц, близких к классич. состояниям, для доказательства предельного перехода от квантовомеханич. описания к классическому. Она удобна также при выводе кинетич. ур-ния для пространственно неоднородной системы.

Лит.: Wigner E., On the quantum correction for thermodynamic equilibrium, «Phys. Rev.», 1932, v. 40, p. 749; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 3; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982, гл. 17; Гроот С. Р. де, Сатторп Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982.

Д. Н. Зубарев.

ВИГНЕРА — ЗЕЙТЦА ЯЧЕЙКА — наиболее часто используемая *элементарная ячейка* (примитивная) кристалла. Для построения В.— З. я. любой узел кристаллич. решётки следует соединить со всеми соседними трансляционно эквивалентными ему узлами и провести через середины соответствующих отрезков перпендикулярные к ним плоскости. Многогранник, содержащий выбранный узел и ограниченный этими плоскостями, представляет собой В.— З. я. Все точки внутри многогранника лежат ближе к центру ячейки, чем к любой др. трансляционно эквивалентной центру точке кристалла. Примеры В.—З. я. для кубич. объёмно-центрированного (ОЦК) и гранецентрированного (ГЦК) кристаллов приведены на рис. В.—З. я. полностью определяет трансляц. структуру кристалла и имеет ту же точечную симметрию, что и его *Браве решётка*. При смещении на векторы трансляции решётки В.— З. я. заполняют собой весь кристалл. В В.— З. я. содержится по одному трансляционно-неэквивалентному узлу всех типов, имеющихся в данной кристаллич.



а *б*

Ячейка Вигнера — Зейтца: *а* — для объёмноцентрированного кристалла (усечённый октаэдр); *б* — для гранецентрированного кристалла (ромбический додекаэдр).

решётке. В.— З. я. *обратной решётки* кристалла представляет собой первую *Бриллюэна зону*.

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.

А. Э. Мейерович.

ВИГНЕРОВСКИЙ КРИСТАЛЛ — упорядоченное состояние электронов, находящихся в поле («желе») положительного, равномерно распределённого заряда. В. к. образуется при низких темп-рах T, если ср. расстояние между электронами значительно больше, чем *Бора радиус* $a_Б=\hbar^2/me^2$, т. е. $na_Б^3\ll 1$, где n — концентрация электронов, m — их масса, e — заряд. Ю. Вигнер (E. Wigner, 1934) показал, что миним. энергией при $na_Б^3\ll 1$ обладает состояние, в к-ром электроны локализованы и совершают малые колебания вблизи положений равновесия — узлов вигнеровской решётки. Минимум энергии обеспечивается уменьшением энергии кулоновского отталкивания электронов при образовании ими решётки. Кинетич. энергия электронов (равная при $T=0$ К энергии их нулевых колебаний вблизи положения равновесия) меньше потенциальной энергии на фактор $(na_Б^3)^{1/6}\ll 1$.

При увеличении плотности электронов потенц. и кинетич. энергии становятся сравнимыми, и при $na_Б^3\approx 1$ устойчивым состоянием является не кристалл, а однородная «электронная жидкость». «Плавление» В. к. происходит также при повышении темп-ры. В. к. обладает обычными свойствами кристаллич. тел; в нём, в частности, отличен от 0 модуль сдвига и возможно распространение сдвиговых волн.

Энергия В. к. не изменяется при смещении всей электронной решётки относительно однородного положит. фона. Поэтому во внеш. электрич. поле E решётка электронов движется как целое относительно фона. Такой механизм электропроводности, наз. ф р е л и х о в с к о й п р о в о д и м о с т ь ю, характерен для всех структур, в к-рых образуются *волны зарядовой плотности*, частным случаем к-рых является В. к.

Если положит. фон не является однородным, то происходит «зацепление» (п и н н и н г) электронной решётки за неоднородности и фрелиховская проводимость возможна лишь, если электрич. поле E превосходит критич. поле $E_{кр}$, к-рое зависит от энергии зацепления.

Если положит. фон обладает периодичностью, то в решётке В. к. возникает периодич. модуляция плотности электронов. В зависимости от того, выражается ли отношение периодов электронной решётки и фона рациональным числом или иррациональным, возникает соизмеримая или несоизмеримая структура. Равновесным состояниям соответствуют минимумы энергии, лённые потенц. барьерами.

Реализация В. к. в трёхмерных твёрдых тел труднительна из-за наличия примесей, компенс щих объёмный заряд электронов. Иначе обстоит

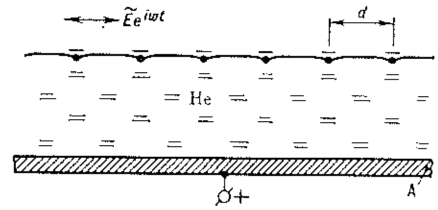


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению вигнер кристалла для электронов над поверхностью жидког

в двумерных системах, в структурах металл — ди рик — полупроводник (*МДП-структурах*), для тронов над поверхностью жидкого гелия и в др. мах, где положит. и отрицат. заряды разнесены странстве на расстояние, значительно превыш ср. расстояние d между зарядами каждого слоя (р Этим обеспечивается однородность фона.

Экспериментально В. к. наблюдался впервые Г сом (C. Grimes) и Адамсом (G. Adams) (США электронов над жидким He. Электрич. поле, соз мое электродом A, несущим положит. заряд п. стью q, удерживает над поверхностью He элект плотность к-рых $n\leqslant q/|e|$. При низких темп-рах эл ны располагаются в узлах треугольной решётки риодом $d=2^{1/2}3^{-1/4}n^{-1/2}\approx 2\cdot 10^{-5}$ см, что во мно меньше толщины слоя He ~ 1 мм. Из-за небо деформации поверхности под каждым электроно их движении в касательном переменном эл.-магн. возбуждаются капиллярные волны частотой ω. Во новение упорядоченного состояния приводит к

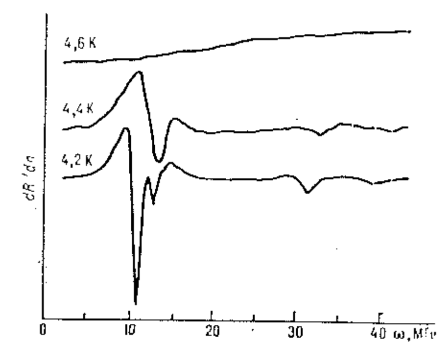


Рис. 2. Резонансное поглощение R электромагнитных волн образования вигнеровского кристалла.

нансному поглощению эл.-магн. излучения на тах, при к-рых длины капиллярных волн крат риоду вигнеровской решётки (рис. 2).

«Холодное» плавление В. к. в этой системе нео ствимо, т. к. при повышении плотности элект заряж. поверхность He становится неустойчивой. ление двумерного В. к. при повышении темп-ры ется примером *топологического фазового пере* Он происходит из-за того, что при высоких тем становится выгодным образование *дислокаций* в ронной решётке, что приводит к её разрушению. Т механизм плавления подтверждается как модели нием на ЭВМ, так и экспериментально измерен значениями темп-ры плавления и зависимости пон ной жёсткости от темп-ры.

В др. двумерных системах, напр. МДП-структ *гетеропереходах*, однозначного доказательства су вования В. к. пока не получено (см. *Инверсио* в работу всё тепло, взятое от тела, не производя никаких др. изменений состояния системы (принцип Томсона). Принцип Томсона эквивалентен утверждению о невозможности *вечного двигателя* 2-го рода. В. н. т. можно сформулировать также в виде принципа Каратеодори: вблизи любого состояния термодинамич. равновесия и сколь угодно близко к нему существует состояние, в к-рое нельзя попасть при помощи адиабатич. процесса.

Из невозможности вечного двигателя 2-го рода следует *Карно теорема* о том, что кпд любого теплового двигателя не превосходит кпд *Карно цикла* $\eta = (T_1-T_2)/T_1$, к-рый определяется только темп-рой нагревателя T_1 и холодильника T_2. На основании теоремы Карно удаётся построить абс. шкалу темп-р (шкалу Кельвина, см. *Абсолютная температура*).

Рассматривая циклич. процесс, при к-ром система получает (или от неё отнимают) малые кол-ва теплоты δQ при абс. темп-ре T, можно сформулировать В. н. т. в виде *Клаузиуса неравенства*

$$\oint \delta Q/T \geqslant 0, \qquad (1)$$

интеграл берётся по замкнутому циклу; если тепло отнимают, то считается, что $\delta Q<0$. Знак равенства относится к обратимым процессам (равенство Клаузиуса). Клаузиус установил неравенство (1), рассматривая циклич. процесс как предел суммы большого числа элементарных циклов Карно.

Из равенства Клаузиуса следует, что для равновесного процесса $dS=\delta Q/T$ есть полный дифференциал ф-ции состояния S, наз. *энтропией*. Если учесть *первое начало термодинамики*, согласно к-рому

$$\delta Q = dU + PdV \qquad (2)$$

(U — внутр. энергия, P — давление, V — объём), то из В. н. т. следует, что существует интегрирующий множитель T^{-1}, к-рый делает выражение (2) полным дифференциалом $dS=T^{-1}(dU+PdV)$. Поэтому В. н. т. можно сформулировать в виде неравенства $TdS-dU-PdV\geqslant 0$. Неравенство Клаузиуса можно записать в след. виде: $S_B-S_A \geqslant \int_A^B \delta Q/T$ (знак равенства соответствует обратимым процессам). Это неравенство — другая, интегральная формулировка В. н. т. Из него следует, что для адиабатически изолиров. системы ($\delta Q=0$) при необратимых процессах энтропия возрастает, а при обратимых — остаётся неизменной.

Др. эквивалентные формулировки В. н. т. можно получить с помощью любого *термодинамического потенциала*. Напр., для *Гельмгольца энергии* (свободной энергии) $F=U-TS$ получим $dF+SdT+PdV\leqslant 0$. При выборе в качестве термодинамич. потенциала *Гиббса энергии* $G=U-TS+PV$ получим $dG+SdT-VdP\leqslant 0$.

В кинетич. теории газов В. н. т. является следствием *Больцмана H-теоремы*, т. к. H-функция Больцмана, определяемая через ср. логарифм ф-ции распределения атомов, пропорциональна энтропии идеального газа. Поэтому убывание энтропии имеет не абсолютный, а вероятностный характер.

В статистич. физике выясняется физ. смысл энтропии, связанной с логарифмом термодинамической вероятности W соотношением Больцмана $S=k \ln W$. Термодинамич. вероятность $W\gg 1$ определяется статистич. весом макроскопич. состояния. Возрастание энтропии означает переход системы из менее вероятного состояния в более вероятное.

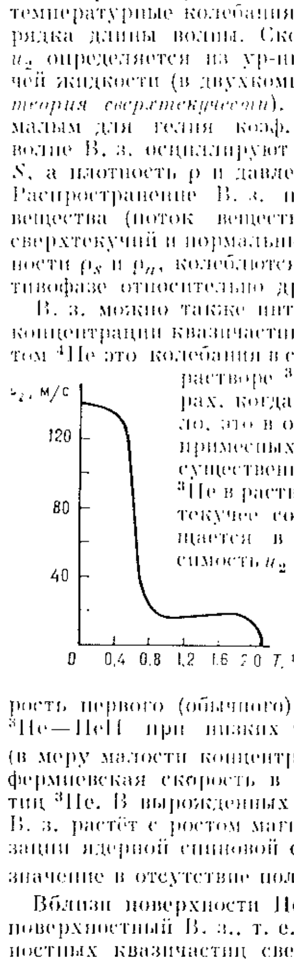
В термодинамике неравновесных процессов В. н. т. оказывается следствием положительности производства энтропии (т. е. скорости её возрастания), к-рое является положительно определённой квадратичной формой от термодинамич. сил, характеризующих отклонение системы от состояния термодинамич. равновесия. Т. о., неравновесная термодинамика даёт количественную характеристику В. н. т.

В статистич. физике устанавливают пределы применимости В. н. т., связанные с существованием флуктуаций энтропии. Вывод о «*тепловой смерти*» *Вселенной*, к-рый иногда делают на основе применения к ней В. н. т., как к замкнутой термодинамич. системе, не является правомерным. Ошибочны также попытки опровергнуть этот вывод, учитывая возможность флуктуаций, как это было сделано Л. Больцманом (L. Boltzmann). Дело в том, что в эволюции Вселенной существ. роль играет тяготение, к-рое не принималось во внимание.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ВТОРОЙ ЗВУК — слабозатухающие колебания темп-ры и энтропии в сверхтекучем гелии (HeII, см. *Гелий жидкий*). Существование В. з. обусловлено появлением дополнит. степеней свободы в HeII в результате фазового перехода гелия в сверхтекучее состояние (см. *Звук в сверхтекучем гелии*); в обычных же средах температурные колебания затухают на расстояниях порядка длины волны. Скорость распространения В. з. u_2 определяется из ур-ний гидродинамики сверхтекучей жидкости (в двухкомпонентной модели, см. *Ландау теория сверхтекучести*). Если пренебречь аномально малым для гелия коэф. теплового расширения, то в волне В. з. осциллируют только темп-ра T и энтропия S, а плотность ρ и давление p остаются постоянными. Распространение В. з. не сопровождается переносом вещества (поток вещества $j=\rho_s v_s+\rho_n v_n=0$), причём сверхтекучий и нормальный компоненты, имеющие плотности ρ_s и ρ_n, колеблются со скоростями v_s и v_n в противофазе относительно друг друга.

В. з. можно также интерпретировать как колебания концентрации квазичастиц в сверхтекучем гелии. В чистом ^{4}He это колебания в системе *ротонов* и *фононов*, а в растворе ^{3}He в HeII при низких темп-рах, когда число ротонов и фононов мало, это в осн. колебания концентрации примесных квазичастиц ^{3}He, причём u_2 существенно зависит от концентрации ^{3}He в растворе. В точке перехода в сверхтекучее состояние (в λ-точке) u_2 обращается в нуль. Температурная зависимость $u_2^2=\rho_s TS^2/C\rho_n$ (C — теплоёмкость гелия) для чистого ^{4}He приведена на рис.



При уменьшении темп-ры u_2 стремится к предельному значению $u_2=u_1/\sqrt{3}$, где u_1 — скорость первого (обычного) звука в гелии. В растворах ^{3}He—HeII при низких темп-рах величина u_2 близка (в меру малости концентрации ^{3}He) к $v_F/\sqrt{3}$, где v_F — фермиевская скорость в системе примесных квазичастиц ^{3}He. В вырожденных растворах ^{3}He—^{4}He скорость В. з. растёт с ростом магн. поля и при полной поляризации ядерной спиновой системы ^{3}He превосходит своё значение в отсутствие поля примерно в $\sqrt[3]{2}$ раза.

Вблизи поверхности He II может распространяться поверхностный В. з., т. е. колебания в системе поверхностных квазичастиц сверхтекучего гелия (т. н. риплонов).

В растворе ^{3}He—He II атомы ^{3}He притягиваются к поверхности He II и образуют связанную с поверхностью систему двумерных поверхностных квазичастиц. Наблюдавшийся в растворе ^{3}He—He II поверхностный В. з. представляет собой колебания концентрации поверхностных примесных квазичастиц ^{3}He.

По аналогии с В. з. в сверхтекучем гелии В. з. иногда называют также и колебания концентрации в газе др. квазичастиц, напр. в газе фононов твёрдого тела.

Существование В. з. и скорость его распространения предсказали независимо Л. Д. Ландау (1941) и Л. Тиса (L. Tisza, 1938), метод генерации В. з. предложен Е. М. Лифшицем (1944). В. з. в He II был экспериментально обнаружен В. П. Пешковым (1944). Поверхностный В. з., предсказанный А. Ф. Андреевым и

Д. А. Компанейцем (1972), был наблюдён в растворе ^{3}He—He II амер. учёными в 1974.

Лит. см. при ст. *Звук в сверхтекучем гелии.*

А. Э. Мейерович.

ВЫБОРОЧНЫЙ МЕТОД — основной метод математической статистики, состоящий в принятии статистич. решений на основании в ы б о р к и, т. е. совокупности значений наблюдаемых величин, полученных в результате опытов. Выборка должна быть представительной, т. е. её объём должен обеспечивать оценку статистич. характеристик с необходимой точностью. Объём выборки либо планируется заранее, либо выясняется в процессе эксперимента, когда после каждого наблюдения решают, сделать ли след. наблюдение или принять окончат. решение.

А. А. Лебедев.

ВЫВОД ПУЧКА и з у с к о р и т е л я — отклонение заряж. частиц от равновесной замкнутой орбиты, в результате к-рого происходит их вывод из рабочей области магн. поля *циклических ускорителей.* Проблема исключения потерь при В. п. особенно важна для *сильноточных ускорителей,* непрерывного режима типа *изохронного циклотрона* и ускорителей на сверхвысокие энергии со сверхпроводящими электромагнитами.

Для В. п. необходимо осуществить заброс частиц в отклоняющее устройство, в качестве к-рого используется эл.-статич. дефлектор, канал из ферромагн. пластин, экранирующих магн. поле, или электромагнит с тонкой токовой перегородкой (септум-магнит). После первого отклоняющего устройства частицы могут проходить ещё ряд отклоняющих магнитов с последовательно возрастающей толщиной септума, а также градиентные фокусирующие устройства и квадрупольные линзы. При оптимальном выборе оптики канала вывода потери частиц происходят в осн. на септуме первого отклоняющего устройства.

Естеств. разделения орбит за счёт набора энергии достаточно для заброса частиц в дефлектор только в циклотронах на низкие энергии. В *фазотронах* для заброса частиц в магн. канал используется метод, основанный на параметрич. резонансном возбуждении радиальных колебаний с помощью двух локальных неоднородностей магн. поля, одна из к-рых имеет показатель спада поля меньше нормального, а другая — больше нормального (для данного ускорителя). В циклотронах с пространств. вариацией для В. п. может использоваться структурный резонанс 4-го порядка при $Q_r=N/4$, где $N=8$ — число периодов магн. поля, Q_r — число радиальных *бетатронных колебаний* за оборот. Наиб. перспективным для получения коэф. вывода ~100% является метод (предложенный и разработанный в ОИЯИ в 1972), основанный на использовании резкой зависимости коэф. расширения замкнутой орбиты $d=(p/R)\,dR/dp$ (p — импульс частицы, R — радиус орбиты) от градиента осн. гармоники магн. поля. Подбор соответствующего значения градиента позволяет существенно увеличить разделение орбит в области радиуса вывода.

В жёсткофокусирующих ускорителях на высокие энергии используются две разл. системы вывода — быстрый (однооборотный) вывод пучка или отд. сгустков и медленный (многооборотный) резонансный вывод, осуществляемый в течение «плато» цикла магн. поля. Осн. элемент системы быстрого вывода — импульсный магнит ударного типа. Длительность фронта нарастания поля в ударном магните должна быть меньше временнóго интервала между сгустками пучка, тогда все частицы отклоняются в ударном магните на одинаковый угол и на максимуме возникших когерентных колебаний забрасываются в септум-магнит. Реализуются ударные магниты с фронтом нарастания поля до $(10-15)\cdot 10^{-9}$ с.

Для медленного вывода обычно используется нелинейный резонанс 3-го порядка $Q_r=m/3$, возбуждаемый m-й гармоникой квадратичной нелинейности магн. поля. При медленном изменении Q_r частицы попадают в область неустойчивости и забрасываются в отклоняющее устройство за счёт резонансной раскачки амплитуд колебаний. Коэф. вывода оценивается по ф-ле $K\approx 1-\delta/\Delta R$, где δ — эффективная толщина септума, ΔR — разделение орбит у септума за период резонансной раскачки.

В. С. Рыбалко.

ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (индуцированное излучение) — электромагнитное излучение, испускаемое атомами, молекулами и др. квантовыми системами в результате процесса *вынужденного испускания.*

М. А. Ельяшевич.

ВЫНУЖДЕННОЕ ИСПУСКАНИЕ (индуцированное испускание) — испускание фотонов частоты ν возбуждёнными атомами, молекулами и др. квантовыми системами под действием фотонов (внеш. излучения) такой же частоты. В. и. происходит в результате квантового перехода с более высокого уровня энергии $\mathcal{E}_i$ на более низкий $\mathcal{E}_k$, где $\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k=h\nu$. Представляет собой процесс, обратный процессу поглощения излучения. Испущенное вынужденное излучение совпадает с вынуждающим не только по частоте, но и по направлению распространения, поляризации и фазе, ничем от него не отличаясь.

Понятие о В. и. было введено А. Эйнштейном (A. Einstein) в 1916 при рассмотрении термодинамич. равновесия совокупности частиц газа с эл.-магн. излучением (при определ. темп-ре T). Такое равновесие, являющееся детальным (см. *Детального равновесия принцип*), осуществляется для излучательных квантовых переходов в результате равенства суммарного числа процессов спонтанного испускания и В. и. числу процессов поглощения фотонов для каждой пары уровней энергии $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ частиц. Эти процессы характеризуются вероятностью спонтанного испускания, зависящей только от свойств испускающих частиц, и вероятностями В. и. и поглощения (вынужденных переходов), зависящими не только от свойств частиц, но и от спектральной плотности энергии вынуждающего излучения u_ν. Соответствующие вероятности равны: A_{ik}, $B_{ik}u_\nu$ и $B_{ki}u_\nu$, где A_{ik}, B_{ik} и B_{ki} — *Эйнштейна коэффициенты.* Учёт В. и. наряду со спонтанным испусканием и поглощением позволил Эйнштейну вывести *Планка закон излучения* на основе квантовых представлений.

В условиях термодинамич. равновесия B_{ik} мало, однако в случае отсутствия термодинамич. равновесия при *инверсии населённостей* для соответствующей пары уровней энергии $\mathcal{E}_i$ и $\mathcal{E}_k$ (когда населённость верх. уровня $\mathcal{E}_i$ больше населённости ниж. уровня $\mathcal{E}_k$) число процессов В. и. преобладает над числом процессов поглощения и интенсивность излучения частоты $\nu=(\mathcal{E}_i-\mathcal{E}_k)/h$ будет возрастать. На этом принципе основано действие генераторов монохроматич. излучения в оптич. и микроволновой областях спектра — *лазеров* и *мазеров.*

Лит. см. при ст. *Излучение.*

М. А. Ельяшевич.

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА — рассеяние света на индуцированных самой рассеиваемой волной элементарных возбуждениях среды (оптич. и акустич. фононах, магнонах, электронах, температурных волнах и т. п.). Причина В. р. с. — обратное воздействие световых волн на рассеивающую среду, обусловленное её оптич. нелинейностью. При спонтанном рассеянии это воздействие пренебрежимо мало, так что рассеяние происходит на равновесных тепловых флуктуациях.

Возможность В. р. с. была теоретически предсказана Г. Плачеком (G. Placzek) ещё в 1934. Однако первые успешные эксперименты были проведены лишь в 1962 после появления лазеров. В. р. с. обычно наблюдается при облучении интенсивным лазерным излучением (при накачке с частотой $\nu_н$) нелинейной среды, к-рой может быть газ, жидкость, твёрдое тело, плазма (рис. 1).

В. р. с. так же, как и спонтанное, связано с модуляцией параметров среды (напр., электронной поляризуемости, показателя преломления и т. п.) при её возбуждении светом, что приводит к амплитудной модуляпроводников (где $Gi \sim 10^{-14}$), нек-рых сегнетоэлектриков и жидких кристаллов. *М. В. Фейгельман.*

ГИНЗБУРГА — 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 ф-ции бозе-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:

$$F = F_{n0} + \int \left\{ \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\hbar^2}{4m} \left| \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \boldsymbol{A} \right) \psi \right|^2 + a\,|\psi|^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{b}{2} |\psi|^4 \right\} dV, \qquad (1)$$

где F_{n0} — свободная энергия в нормальном (несверхпроводящем) состоянии в отсутствие магн. поля, m и e — масса и заряд электрона, $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{A}$ — индукция и векторный потенциал магн. поля, a и b — феноменологич. коэф. [a 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 $\boldsymbol{A}$ в (1) есть следствие спаривания электронов в сверхпроводнике (*Купера эффекта*), этот коэф. не мог быть определён феноменологически и появился только после создания микроскопич. теории сверхпроводимости. В рамках *Бардина — Купера — Шриффера модели* для чистых металлов коэф. α и b соответственно равны:

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

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

$$\frac{1}{4m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \boldsymbol{A} \right)^2 \psi + a\psi + b\,|\psi|^2 \psi = 0 \qquad (2)$$

(аналогичное выражение получается при варьировании по ψ^*). Варьирование (1) по $\boldsymbol{A}$ приводит к ур-нию Максвелла

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{B} = (4\pi/c)\, \boldsymbol{j}, \qquad (3)$$

где плотность сверхпроводящего тока $\boldsymbol{j}$ определяется градиентом фазы ф-ции ψ

$$\boldsymbol{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} (\psi^* \nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\psi|^2 \boldsymbol{A}. \qquad (4)$$

Граничные условия к написанным ур-ниям на поверхности сверхпроводника — это непрерывность вектора $\boldsymbol{B}$ и условие $\boldsymbol{n}(-i\hbar\nabla\psi - 2eA\psi/c) = 0$ ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности), обеспечивающее обращение в нуль нормального к поверхности компонента тока.

Ур-ния (2)—(4), наз. ур-ниями Гинзбурга — 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 — г л у б и н а п р о н и к н о в е н и я в сверхпроводник слабого магн. поля, не меняющего распределение параметра порядка,

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

где $\delta_0 = 4\pi n_e e^2 / mc^2$ — т. н. лондоновская глубина проникновения 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. д л и н о й к о г е р е н т н о с т и при данной темп-ре.

Существенной характеристикой сверхпроводника является безразмерный параметр $\varkappa = \delta/\xi$. При $\varkappa < 1/\sqrt{2}$ сверхпроводники наз. сверхпроводниками 1-го рода, при $\varkappa > 1/\sqrt{2}$ — сверхпроводниками 2-го рода (обычно величина $\varkappa$ оказывается малой для чистых металлов: 0,01 для Al, 0,13 для Sn, 0,23 для Pb; для сплавов величина $\varkappa$ заметно больше). При $\varkappa = 1/\sqrt{2}$ меняет знак поверхностное натяжение, являющееся отрицательным при $\varkappa > 1/\sqrt{2}$. Это приводит к тому, что для сверхпроводников 2-го рода в диапазоне полей между т. н. 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 к-рых сосредоточено проникающее в тело магн. поле. Сосредоточенный вблизи нити полный магн. поток квантуется и является целым кратным от элементарного кванта потока $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e|$ (см. *Квантование магнитного потока*).

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

$$b^2 T_c / \alpha (\hbar^2/m)^3 \ll (1 - T/T_c) \ll 1; \quad 1 - T/T_c \ll \varkappa^2. \qquad (5)$$

Условие малости величины $(1 - T/T_c)$ в (5) соответствует требованию малости параметра ψ и медленности 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.

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

Г. — Л. т. построена В. Л. Гинзбургом 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). Часто теорию Гинзбурга — Ландау для сверхпроводников наз. также теорией Гинзбурга — Ландау — Абрикосова — Горькова (ГЛАГ-теорией).

Лит.: Д е Ж е н П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968; С а н - Ж а м Д., С а р м а Г., Т о м а с Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Л и ф ш и ц Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978. *А. Э. Мейерович.*

ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ (от греч. hypér — над, сверх, выше) — частное решение гипергеом. ур-ния (ур-ния Гаусса)

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

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

ьные по отно-
апр., при рас-
ет превратить-
стей) на время
истеме единиц
отсчёта в вир-
е он будет на-
ремени $\sim p/\mu^2$
ойдёт расстоя-
ка радиуса R
ствие налетаю-
ложенными в
летающей час-
разделить на
я нахождения
успеет про-
третившимися
применимости
.
е при первом
тдачи, сильно
а, то дейтрон
лые передачи
рассеянии и
ких энергиях
ц при очень
$(M^2-\mu^2)/\mathcal{E}$.
промежуточ-
рибовым [4].
омеронов (см.
к замене $\delta\sigma$

$\Delta_{in}\sigma$, (2)

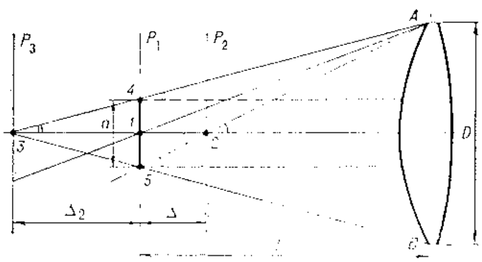
а; $d\sigma^N/dk^2$—
могут про-
го адрона с
данного ну-
нию за счёт

иводит из-за
межуточном
туды рассея-
ению допол-
адрон-ядер-
увеличивают
еяния адро-
ечению про-
ии на ядрах
одя к т. н.

deuterium at
2; 2) Глау-
энергии с яд-
В. Н., Глау-
ядрами при
2; 4) Гри-
нов с ядрами
б.
. И. Лапидус.
obal — все-
ия относи-
й полей при
зависят от
. с. может
имметрией,
з Г. с. до-
ии.
. Терентьев.
ТРАНСТВА
нстве пред-
и системы
у область,
кусировки
не превос-
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 к-рых a



определяется величинами l, Δ_1, Δ_2 и диаметром входного зрачка D. Это объясняется неоднозначностью относит. расположения точек плоскостей P_1, P_2 и P_3 (напр., точек 1, 2 и 3) при наблюдении через объектив ненулевого диаметра. Так, при рассматривании через участок A и наведении 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, наведённого 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 нек-рой 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 планами, а Г. и. п. $T_{\text{г}}$ в приближении геометрической оптики равна (как следует из рис.)

$$T_{\text{г}}=\Delta_1+\Delta_2=\frac{2Da_{\text{доп}}l}{D^2-a_{\text{доп}}^2}\ .$$

При наблюдении в микроскоп Г. и. п. является суммой трёх глубин: геометрической, рассмотренной выше, аккомодационной $T_{\text{ак}}$, определяемой способностью глаза аккомодировать в процессе наблюдения объёмного предмета на различно удалённые точки, и дифракционной $T_{\text{диф}}$, определяемой дифракц. явлениями в микроскопе:

$$T=T_{\text{г}}+T_{\text{ак}}+T_{\text{диф}}=\frac{L\Psi}{\Gamma A}+\frac{L}{\Gamma^2}+\frac{n\lambda}{2A^2}\ ,$$

где L — положение переднего плана для глаза, обычно $L=250$ мм, Γ — увеличение микроскопа, A — числовая апертура микроскопа, n — показатель преломления иммерсионной жидкости, λ — длина волны света, а Ψ — угловой предел разрешения глаза (обычно $1'$—$4'$).

Лит.: Справочник конструктора оптико-механических приборов, под ред. В. А. Панова, 3 изд., Л., 1980; Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981. *А. П. Гагарин.*

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 Г. п. определяется как

$$\delta=\frac{1}{H}\int_0^\infty B(x)\,dx, \qquad (1)$$

где H — внеш. магн. поле, направленное, как и вектор магн. индукции $\boldsymbol{B}$ внутри сверхпроводника, параллельно поверхности сверхпроводника, занимающего полупространство $x>0$. При экспоненциальном спадании магн. поля в глубь сверхпроводника $B=H\exp(-x/\delta)$. Значение δ в показателе экспоненты определяется формулой (1). Именно такой экспоненциальный закон спадания магн. поля наблюдается в т. н. лондоновском случае (рассмотрен братьями Ф. и Х. Лондонами в 1935, [1]), когда δ намного 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 $\delta_L\sim10^{-5}$—10^{-6} см. В обратном предельном случае $\delta\ll\xi_0$ [т. н. пиппардовский случай, рассмотрен А. Б. Пиппардом (A. B. Pippard) в 1953, [2]] $\delta=\delta_P\sim(\delta_L^2\,\xi_0)^{1/3}\gg\delta_L$.

Г. п. зависит от концентрации примеси в сверхпроводнике, ограничивающей *длину свободного пробега* электронов l. При $l\ll\xi_0$ и $l\ll\delta$ величина Г. п. $\delta\sim\delta_L^{\text{чист}}\times\times(\xi_0/l)^{1/2}$, где $\delta_L^{\text{чист}}(T)$ — лондоновская Г. п. в чистом сверхпроводнике. На Г. п. влияют также характер отражения электронов от поверхности сверхпроводника и частота поля.

Лондоновский 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 непереходных групп. Вблизи темп-ры сверхпроводящего перехода T_c в рамках *Бардина — Купера — Шриффера модели* (лондоновский 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 supraconductor, «Proc. Roy. Soc.», 1935, v. 149 A, p. 71; их же, Supraconductivity and diamagnetism, «Physica», 1935, v. 2, p. 341; 2) Pippard A. B., The conference concept in superconductivity, «Physica», 1953, v. 19, p. 765; см. также лит. при ст. *Сверхпроводимость*. *А. Э. Мейерович.*

ГЛУБОКО НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ (глубоко неупругое рассеяние) — *инклюзивные процессы* взаимодействия лептонов и адронов, при к-рых как квадрат передачи 4-импульса лептоном, 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 Г. н. п. (вследствие *неопределённостей соотношения*) играют важную роль в исследовании структуры адронов и ядер и выяснении динамики взаимодействия на малых расстояниях.

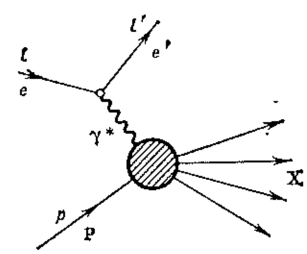


Рис. 1.

Сечение Г. н. 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 лептоном: $Q^2=-(l'-l)^2=(\boldsymbol{l}'-\boldsymbol{l})^2-(l_0'-l_0)^2$ (где $\boldsymbol{l}$, l_0 и $\boldsymbol{l}'$, l_0' — соответственно импульсы и энергии 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: $Q^2=4\mathcal{E}\mathcal{E}'\sin^2(\vartheta/2)$, $s=2m\mathcal{E}$, $t=2m\mathcal{E}'$, где $\mathcal{E}$ и $\mathcal{E}'$ — энергия начального вании 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 расплывания 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. 562—75.

А. С. Чиркин.

ГРЭЙ (Гр, Gy) — единица СИ поглощённой дозы ионизирующего излучения, а также и *кермы*. Назв. в честь Л. Грэя (L. Gray). 1 Гр равен такой дозе излучения, при поглощении к-рой веществу массой 1 кг передаётся энергия 1 Дж. 1 Гр = 1 Дж/кг = 10^4 эрг/г = 10^2 рад.

ГРЮНАЙЗЕНА 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. *Модули упругости*), γ — параметр Грюнайзена. Г. з. установлен Э. Грюнайзеном (E. Grüneisen) в 1908. Г. з. соблюдается не строго, для его выполнения необходимы 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 $\gamma=-\partial(\ln\omega_D)/\partial(\ln V)$ не зависит от темп-ры (ω_D — Дебая частота). Величина γ обычно ~1. Г. з. выполняется для кристаллов большинства чистых хим. элементов и для ряда простых соединений, напр. галоидных солей.

Иногда Г. з. расширительно 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 (квазичастиц). В этом смысле Г. з. является точным. Так, для *диэлектриков* (фононная теплоёмкость) при $T\to0$ C_V и α пропорциональны T^3, для *металлов* (электронная теплоёмкость) — T, для магнитных диэлектриков с квадратичным бесщелевым 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., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979.

А. Э. Мейерович.

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 $\sigma_1=E\varepsilon_1$, где $\sigma_1=F/S$ — нормальное напряжение в поперечном сечении стержня, $\varepsilon_1=\Delta l/l$ — относит. удлинение, S — площадь поперечного сечения. Константа материала E наз. модулем Юнга. При этом относит. изменение поперечных размеров стержня ε_2 пропорц. относительному удлинению: $\varepsilon_2=-\nu\varepsilon_1$. Константа ν наз. коэф. Пуассона.

При кручении тонкостенного 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 : $\theta=-Kp$, где K—модуль объёмной упругости. Поскольку $\theta=\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33}=3\varepsilon$, 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: $\sigma=3K\varepsilon$. 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 компонентами тензоров напряжений σ_{ij} и деформаций ε_{ij} представляются линейными соотношениями обобщённого Г. з.:

$$\sigma_{11}=\lambda\theta+2\mu\varepsilon_{11},\ \sigma_{22}=\lambda\theta+2\mu\varepsilon_{22},\ \sigma_{33}=\lambda\theta+2\mu\varepsilon_{33},$$
$$\sigma_{12}=2\mu\varepsilon_{12},\ \sigma_{23}=2\mu\varepsilon_{23},\ \sigma_{31}=2\mu\varepsilon_{31},$$

в к-рых коэф. λ и μ наз. упругими константами Ламе, причём

$$E=\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu},\ \nu=\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)},\ G=\mu,\ K=\lambda+\frac{2}{3}\mu.$$

Если в тензорах σ_{ij} и ε_{ij} выделить компоненты *девиатора напряжений* S_{ij} и *девиатора деформации* $Э_{ij}$, то обобщённый Г. з. будет иметь вид соотношений:

$$S_{11}=2GЭ_{11},\ s_{22}=2GЭ_{22},\ \ldots,\ s_{31}=2GЭ_{31},\ \sigma=3K\varepsilon,$$

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 лишь до тех пор, пока *интенсивность напряжений* $\sigma_и$ не превышает предел текучести σ_s ($\sigma_и\leqslant\sigma_s$), определяемый в опыте на растяжение образца, т. е. при $\varepsilon_и\leqslant\varepsilon_s=\sigma_s/3G$, 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

$$\sigma_{11}=g_{11}\varepsilon_{11}+g_{12}\varepsilon_{22}+g_{13}\varepsilon_{33}+g_{14}\varepsilon_{12}+g_{15}\varepsilon_{23}+g_{16}\varepsilon_{31},$$
$$\sigma_{22}=g_{21}\varepsilon_{11}+g_{22}\varepsilon_{22}+g_{23}\varepsilon_{33}+g_{24}\varepsilon_{12}+g_{25}\varepsilon_{23}+g_{26}\varepsilon_{31},$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$\sigma_{31}=g_{61}\varepsilon_{11}+g_{62}\varepsilon_{22}+g_{63}\varepsilon_{33}+g_{64}\varepsilon_{12}+g_{65}\varepsilon_{23}+g_{66}\varepsilon_{31},$$

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, представителями к-рых являются композиты, армированные волокнами в двух перпендикулярных направлениях, фанера и др., независимых констант 9. В анизотропных материалах независимость девиаторных и шаровых свойств не имеет места. В частности, при всестороннем сжатии шар превращается в эллипсоид, т. е. имеют место сдвиги.

Лит.: Ляв А., Математическая теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1935; Лейбензон Л. С., Курс теории упругости, 2 изд., М.—Л., 1947; Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., 2 изд., М., 1979.

В. С. Ленский.

ГУРЕВИЧА ЭФФЕКТ — возникновение решёточного вклада в *термоэлектрические явления* и *термомагнитные явления*, вызванного взаимным увлечением электронов и фононов (см. *Увлечение электронов фононами*). Теория построена Л. Э. Гуревичем в 1945. Напр., в условиях измерения *Пельтье эффекта* поток тепла Q, порождаемый проходящим электрич. током I, наряду с обычной электронной составляющей $Q_э$ содержит решёточный вклад $Q_р$, вызванный увлечением фононов электронами. Этот вклад может изменить порядок величины и знак коэф. Пельтье.

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974, гл. 7, § 11; Gurevich L., Thermoelectric properties of conductors I—II, «J. Phys.», 1945, v. 9, p. 477; 1946, v. 10, p. 67; его же, Thermomagnetic and galvanomagnetic properties of conductors III, там же, 1946, v. 10, p. 174.

Э. И. Рашба.

ГЮГОНЬО УРАВНЕНИЕ — ур-ние, связывающее плотность ρ_1 и давление p_1 в струйке газа до скачка уплотнения с плотностью ρ_2 и давлением p_2 после скачка уплотнения:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{(k+1)\frac{p_2}{p_1}+(k-1)}{(k-1)\frac{p_2}{p_1}+(k-1)},$$

где $k=c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и пост. объёме. Назв. по имени П. А. Гюгоньо (P. H. Hugoniot, 1887). Кривая, изображающая Г. у., наз. кривой Гюгоньо, или адиабатой Гюгоньо, в

Табл. 3.

Модель	Определение параметра λ	α	β	$\mu=\nu$	δ
Изинга Бакстера	$1/2$ $\cos(\lambda\pi)=$ $=\frac{2(ab-cd)}{c^2+d^2-a^2-b^2}$ (при $a+b+d=c$)	0 $2-\frac{1}{\lambda}$	$1/8$ $\frac{1}{16\lambda}$	1 $\frac{1}{2\lambda}$	15 15
ЖГ I, II ЖГ III ЖГ IV		$1/3$ $-1/2$ $-1/2$	$1/9$ $3/32$ $1/4$	$5/6$ $5/4$ $5/2$	14
АТ. $x_2=x_3$, $1=x_1+x_2+x_3$	$\cos(\lambda\pi)=1-\frac{2x_2^2}{(1+x_1)^2}$,	$2\frac{1-2\lambda}{3-4\lambda}$	$\frac{1}{4}\frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	$2\frac{1-\lambda}{3-4\lambda}$	15
Поттса	$2\cos(\lambda\pi/2)=\sqrt{q}$, $0\leqslant\lambda\leqslant 1/2$, $0\leqslant q\leqslant 4$	$\frac{2}{3}\frac{1-2\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{1+\lambda}{12}$	$\frac{1}{3}\frac{2-\lambda}{1-\lambda}$	$\frac{3-\lambda}{1-\lambda}\times$ $\times\frac{5-\lambda}{1+\lambda}$

плотности к темп-ре перехода, равного универс. постоянной $2m^2/\pi h^2$, где m — масса атома ^{4}He. Связь *критических показателей* с параметрами взаимодействия установлена точно для модели Бакстера, модели АТ, модели Поттса при $q\leqslant 4$, а также для модели ЖГ (табл. 3).

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Бэкстер Р., Точно решаемые модели 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 потенц. яме и их движение финитно, а соответствующие энергетич. уровни дискретны. При низких темп-рах, когда все частицы находятся на наинизшем 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*, *р—п-переходы*, *гетеропереходы*, *инверсионные слои*, поверхностные электронные уровни на сколах монокристаллов Ge), для электронов над поверхностью 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 невырожденным, так и вырожденным (см. *Двумерные 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. *Вигнеровский кристалл*). *А. Э. Мейерович.*

ДВУОСНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы, в к-рых происходит *двойное лучепреломление* при всех направлениях падающего на них луча света, кроме двух направлений (каждое из них наз. оптич. осью кристалла). Подробнее см. *Кристаллооптика*.

ДВУХЖИДКОСТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ — матем. модель, в к-рой полностью ионизованная плазма представляется в виде смеси двух газов заряж. 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: $n(t, \boldsymbol{r})$ — число частиц в единице объёма, $v_\alpha(t, \boldsymbol{r})$ — ср. скорость, $T_\alpha(t, \boldsymbol{r})$ — темп-ра, где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор. Эти ур-ния выражают для газа соответственно сохранение числа частиц, баланс импульса и тепловой баланс и имеют вид

$$\frac{d_\alpha n_\alpha}{dt}=-\operatorname{div}(n_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha) \qquad (1)$$

$$m_\alpha n_\alpha \frac{d_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha}{dt}=-\nabla p_\alpha-\operatorname{div}\boldsymbol{\pi}_\alpha+ + e_\alpha n_\alpha(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}_\alpha\times\boldsymbol{H}/c)+\boldsymbol{R}_\alpha \qquad (2)$$

$$\frac{3}{2}n_\alpha\frac{d_\alpha T_\alpha}{dt}=-p_\alpha\operatorname{div}\boldsymbol{v}_\alpha-\boldsymbol{\pi}_{\alpha kl}\frac{\partial v_{\alpha k}}{dx_l}- -\operatorname{div}\boldsymbol{q}_\alpha+Q_\alpha, \qquad (3)$$

где $\frac{d_\alpha}{dt}=\partial/\partial t+\boldsymbol{v}_\alpha\nabla$, $p_\alpha=n_\alpha T_\alpha$ — гидростатич. давление, $\boldsymbol{\pi}_{\alpha kl}$ — симметричный тензор негидростатич. напряжений, $\boldsymbol{q}_\alpha$ — поток тепла частиц газа α, $\boldsymbol{R}_\alpha$ и Q_α — изменение импульса и выделение тепла в газе α в результате столкновений с частицами газа др. сорта, m_α, e_α — масса и заряд частиц α, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ — электрич. и магн. поля. Если в системе действуют иные силы (напр., гравитационные) и имеются источники тепла, то добавляются соответствующие члены. Ур-ния (1), (2), (3) получаются формально как нулевой, первый и второй моменты *кинетических 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 выразить величины $\boldsymbol{q}_\alpha$, $\boldsymbol{\pi}_\alpha$, $\boldsymbol{R}_\alpha$, Q_α через макроскопич. параметры и их производные, тем самым замкнув ур-ния.

Ур-ния Д. г. п. 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 распределениям*, к-рые полностью определяются параметрами n_α, $\boldsymbol{v}_\alpha$, T_α. Градиенты 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 поперёк 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 $\boldsymbol{\pi}_\alpha$) как удобная грубая модель полностью ионизованной плазмы. Иногда при этом используют упрощённое выражение $\boldsymbol{R}_i=(m_e n_e/\tau_{ei})(\boldsymbol{v}_e-\boldsymbol{v}_i)$, ему соответствует $Q_i=(3m_e n_e/m_i\tau_{ei})(T_e-T_i)$. Законы сохранения импульса и энергии при столкновениях дают $\boldsymbol{R}_e=-\boldsymbol{R}_i$, $Q_e=-Q_i+\boldsymbol{R}_i(\boldsymbol{v}_e-\boldsymbol{v}_i)$.

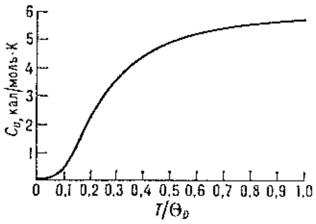
Лит.: Брагинский С. И., Явления переноса в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 1, М., 1963.
С. И. Брагинский.

ДВУХЖИДКОСТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕЛИЯ II — физ. модель сверхтекучего гелия ^{4}He, основанная на представлении о двухкомпонентности ^{4}He в сверхтекучем состоянии: при понижении темп-ры ниже λ-точки (см. *Гелий жидкий*) в ^{4}He возникает сверхтекучий компонент, существующий наряду с нормальным (вязким) где $\mathscr{E}_0$ — энергия нулевых колебаний атома в решётке, $\theta_D = \hbar\omega_D/k$, θ_D — *Дебая температура*, выше к-рой возбуждены все моды кристалла, а ниже к-рой нек-рые моды начинают «вымерзать».

Согласно Д. т., теплоёмкость твёрдого тела есть ф-ция отношения θ_D/T. В предельных случаях высоких темп-р ($T \gg \theta_D$) и низких темп-р ($T \ll \theta_D$) из ф-лы (9) получаются соответственно *Дюлонга и Пти закон* и *Дебая закон теплоёмкости:*

$$C_V = \frac{12}{5}\pi^4 N\nu k\,(T/\theta_D)^3 = \frac{2}{5}\pi^2 kV\,(kT/\hbar\bar{c})^3. \qquad (10)$$

Критерием применимости предельных законов для теплоёмкости является соотношение между T и $\theta_D/4$; теплоёмкость можно считать постоянной при $T \gg \theta_D/4$ и пропорциональной T^3 при $T \ll \theta_D/4$ (рис.).



Д. т. хорошо передаёт температурную зависимость термодинамич. ф-ций, в частности теплоёмкости, лишь для тел с простыми кристаллич. решётками, т. е. для большинства элементов и ряда простых соединений, напр. галоидных солей. К телам с более сложной структурой она фактически неприменима из-за сложности спектра колебаний решётки. Так, у сильно анизотропных кристаллов, в частности у слоистых (квазидвумерных) и цепочечных (квазиодномерных) структур, спектр звуковых колебаний характеризуется не одной, а неск. дебаевскими темп-рами. Закон T^3 для теплоёмкости имеет место лишь при темп-рах, малых по сравнению с наименьшей из дебаевских темп-р, в промежуточных областях возникают новые предельные законы. Термодинамич. ф-ции таких кристаллов помимо отношения θ_D/T зависят также от параметра, характеризующего относит. величину энергии связи между слоями (цепочками) атомов по сравнению с энергией связи между атомами в одном слое (цепочке).

При рассмотрении решётки с полиатомным базисом (больше 1 атома в узле) существенны оптич. колебания, частота к-рых слабо зависит от k, и поэтому здесь лучше применима теория теплоёмкости Эйнштейна, в к-рой всем колебаниям приписывается одна и та же частота $\omega_Э$. При этом теплоёмкость кристалла

$$C_V = 3Nk\frac{(\theta_Э/T)^2 e^{\theta_Э/T}}{e^{\theta/T}-1}, \qquad (11)$$

где $\theta_Э$ — темп-ра Эйнштейна, определяемая равенством:

$$k\theta_Э = \hbar\omega_Э. \qquad (12)$$

При темп-ре $T \gg \theta_Э$ каждая оптич. мода даёт пост. вклад k/V в уд. теплоёмкость в соответствии с законом Дюлонга и Пти. При $T \ll \theta_Э$ этот вклад экспоненциально падает.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Debye P., Zur Theorie der spezifischen Wärmen, «Ann. Phys.», 1912, Bd 39, S. 789.

Э. М. Эпштейн.

ДЕБАЯ—УОЛЛЕРА ФАКТОР (иногда Дебая—Валлера) — безразмерный коэффициент W, характеризующий влияние *колебаний кристаллической решётки* (фононов) на процессы рассеяния или излучения в кристалле без отдачи. Д.—У. ф. определяет температурную зависимость вероятности процессов, при к-рых импульс передаётся кристаллу как целому без изменения состояния системы фононов: упругого когерентного рассеяния рентг. лучей, γ-квантов и нейтронов в кристалле (брэгговское рассеяние), а также резонансного испускания и поглощения γ-квантов (*Мёссбауэра эффект*). Наличие тепловых колебаний кристаллич. решётки уменьшает интенсивности этих процессов:

$$I = I_0 \exp(-W), \qquad (1)$$

где I_0 — интенсивность рассеяния на жёсткой решётке, $\exp(-W)$ — Д.—У. ф., к-рый определяется усреднённым матричным элементом:

$$\exp(-W) = |\overline{<\Phi_i \,|\, \exp(iPu_n/\hbar) \,|\, \Phi_i^* >}|^2. \qquad (2)$$

Здесь u_n — смещение n-го атома относительно положения равновесия, P — импульс, передаваемый кристаллу (изменение импульса частиц при брэгговском рассеянии или импульс излучаемого γ-кванта), волновая ф-ция Φ_i описывает фононное состояние кристалла (* означает комплексное сопряжение), а черта над матричным элементом означает усреднение по всем возможным фононным состояниям при заданной темп-ре. При малых смещениях атомов из положения равновесия выражение (2) упрощается: W оказывается пропорц. ср. квадрату смещения атомов. Так, для одноатомного кубич. кристалла:

$$W \approx \overline{u_n^2}P^2/3\hbar^2. \qquad (2)$$

Д.—У. ф. экспоненциально зависит от темп-ры T и, подобно др. термодинамич. ф-циям кристалла (напр., теплоёмкости), задаваемым состоянием фононной системы, является интегральной характеристикой фононного спектра и может быть выражен через плотность фононных состояний $g(\omega)$ (ω — частота). Для одноатомного кубич. кристалла:

$$W \approx \frac{P^2}{2M\hbar}\int [g(\omega)/\omega]\, cth\,(\hbar\omega/2kT)\, d\omega, \qquad (2)$$

где M — масса атомов, образующих кристалл. В предельном случае низких или высоких темп-р (по сравнению с *Дебая температурой* θ_D) Д.—У. ф. с хорошей точностью вычисляется в соответствии с Дебая теорией твёрдого тела. При этом для кубич. кристалла при высоких темп-рах $T \gg \theta_D$ (в пренебрежении различием трёх скоростей звука): $W \sim (^3/_2)(P^2T/Mk\theta_D^2)$. Предельное значение $W \sim (^3/_8)(P^2/Mk\theta_D) \rightarrow$ при $T \ll \theta_D$ определяется нулевыми колебаниями решётки, причём след. температурная поправка к величине W пропорц. $(T/\theta_D)^2$.

Д.—У. ф. при высоких темп-рах можно оценивать по ф-ле: $W \simeq x^2(T/T_{пл})(P^2k\theta_D)$, где $T_{пл}$ — темп-ра плавления кристалла, а безразмерный параметр x определяет, какую долю от размера *элементарной ячейки* составляет ср. квадрат теплового смещения атомов в точке плавления; для большинства твёрдых тел $x \sim 0{,}2$—$0{,}25$.

При описании эффекта Мёссбауэра величину, аналогичную Д.—У. ф., часто наз. фактором Лэмба — Мёссбауэра.

Лит.: Марадудин А. А., Монтролл Э., Вейсс Дж., Динамическая теория кристаллической решетки в гармоническом приближении, пер. с англ., М., 1965; Киттель Ч., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1967; Харрисон У., Теория твёрдого тела, пер. с англ., М., 1972; Займан Дж., Принципы теории твёрдого тела, пер. с англ., М., 1974; Анималу А., Квантовая теория кристаллических твёрдых тел, пер. с англ., М., 1981.

А. Э. Мейерович.

ДЕБАЯ — ШЕРРЕРА МЕТОД (метод поликристалла, метод порошка) — метод исследования мелкокристаллич. (поликристаллич.) материалов с помощью *дифракции рентгеновских лучей.*

Коллимированный пучок монохроматич. рентг. излучения [обычно K-серия характеристич. рентг. излучения (см. *Рентгеновские спектры*)] падает на поликристаллич. образец малого объёма (рис. 1). Дифрагированное излучение распространяется вдоль образующих соосных конусов, вершины к-рых расположены в образце, а ось совпадает с направлением первичного пучка (см. *Дебаеграмма*). Дифрагированное излучение регистрируется на рентг. фотоплёнке или ионизац. методом (в последнем случае дебаеграмма наз. дифрактограммой). Дифракц. линия (линия пересечения дифракц. конуса с фотоплёнкой) возникает при отражении излучения от одной из систем атомных плоскостей. Кассеты для фотоплёнки могут быть цилиндрическими с осью, перпендикулярной первичному пучку (собственно де-

Помимо рассмотренного классич. типа Д., исследуются специфич. типы Д.: т. н. спиновая, характеризующаяся движением волны по спирали; Д. в гетерогенных системах; малоскоростная Д.

Лит. см. при ст. *Взрыв*. *Б. В. Новожилов.*

ДЕФЕ́КТ MА́ССЫ (от лат. defectus — недостаток, изъян) — разность между массой связанной системы взаимодействующих тел (частиц) и суммой их масс в свободном состоянии. Д. м. ΔM определяется энергией связи $\mathcal{E}_{\text{св}}$ системы:

$$\Delta M = \mathcal{E}_{\text{св}}\, c^2. \quad (1)$$

В случае атомных ядер Д. м. даётся ф-лой

$$\Delta M = Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}} - m\,(Z,\ N), \quad (2)$$

где m — масса ядра, имеющего Z протонов и N нейтронов, m_{p} и m_{n} — массы протона и нейтрона. Т. к. на практике измеряются не массы ядер, а массы атомов M, то Д. м. часто определяют как массу между массой атома в а.е. м. и массовым числом $A = Z + N$ (см. *Масс-спектроскопия*). Определённый таким образом Д. м., приходящийся на 1 нуклон, наз. иногда у п а к о в о ч н ы м к о э ф. Знание Д. м. позволяет определить величину энергии, к-рая может выделиться в ядерных реакциях, в частности в реакциях, не наблюдаемых в лаб. условиях, но происходящих в недрах звёзд. Поэтому данные о Д. м. разл. ядер играют важную роль в теории *эволюции звёзд* и теории *нуклеосинтеза*.

Для космич. объектов существен гравитац. Д. м. Напр., гравитац. Д. м. Солнца $\sim 10^{-6}\,M_{\odot}$, белого карлика $\sim 10^{-3}$—$10^{-4}\,M_{\odot}$, нейтронной звезды той же массы $\sim 10^{-1} M_{\odot}$. Гравитац. Д. м. звёздного скопления $\sim 10^{-7}$—10^{-8} от его массы, галактик $\sim 10^{-6}$, скоплений галактик $\sim 10^{-6}$—10^{-5}.

При гравитац. коллапсе гравитац. энергия связи переходит в тепловую и кинетич. энергии коллапсирующего вещества, поэтому масса системы может уменьшиться только за счёт потери энергии на излучение (нейтринное, эл.-магнитное, гравитационное). При коллапсе в *чёрную дыру* уменьшение массы может составлять 20—40%. *М. Ю. Хлопов.*

ДЕФЕКТО́Н — *квазичастица*, описывающая поведение точечных дефектов в *квантовом кристалле*. В квантовых кристаллах, вследствие большой величины амплитуды нулевых колебаний атомов в решётке вблизи положений равновесия, любые точечные дефекты, напр. *вакансии* и примесные атомы, могут с заметной вероятностью перемещаться по кристаллу путём подбарьерных туннельных переходов (см. *Квантовая диффузия*). При низких темп-рах вероятности подбарьерных переходов Д. между соседними узлами кристаллич. решётки существенно больше, чем для переходов, обусловленных классич. термоактивац. механизмом, при к-ром дефект переходит на соседний узел, преодолевая нек-рый энергетич. барьер.

Туннелирование Д. в периодич. решётке означает, что для описания Д. хорошим квантовым числом становится не координата дефекта, а его *квазиимпульс*. Энергия Д. является периодич. ф-цией квазиимпульса, и энергетич. спектр Д. имеет зонную структуру (см. *Зонная теория*). Как правило, ширина энергетич. зоны Д. мала, и для определения *дисперсии закона* достаточно воспользоваться приближением сильной связи. Так, в твёрдом гелии, в к-ром квантовый характер движения Д. проявляется особенно ярко, ширина энергетич. зоны *вакансионов* $\sim 10^{-4}$ эВ (1 К), а для *примесонов* $\sim 10^{-7}$—10^{-8} эВ, что во много раз меньше, чем для др. квазичастиц в твёрдых телах, напр. для электронов проводимости, *фононов*.

Д. создаёт вокруг себя поле деформации кристалла, с к-рым взаимодействуют другие Д. Соответствующая энергия упругого взаимодействия двух Д. на больших расстояниях r между ними убывает как $1/r^3$. Для узкозонных Д. характерная величина скорости перемещения мала по сравнению со *скоростью звука*, и поле деформации в кристалле с Д. можно определить по ф-лам теории упругости.

Перенос Д. отличается от обычной диффузии дефектов в твёрдых телах: коэф. диффузии имеет иную температурную зависимость и в определ. условиях возрастает с понижением темп-ры, а длина свободного пробега Д. при низких темп-рах в кристалле с малым числом дефектов намного превосходит межатомное расстояние. Делокализация дефектов приводит также к особенностям внутр. трения — к диссипации энергии при однородных деформациях даже в случае дефектов замещения, к иной температурной зависимости времени *релаксации* и к резонансным эффектам.

Кроме Д., соответствующих одиночным точечным дефектам, возможны Д., отвечающие связанным состояниям двух или трёх дефектов. В этом случае Д. делокализованы только вдоль определ. кристаллографич. осей или плоскостей, т. е. являются своеобразными одно- или двумерными квазичастицами в трёхмерном кристалле.

Лит.: А н д р е е в А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251. *А. Э. Мейерович.*

ДЕФЕКТОСКОПИ́Я (от лат. defectus — недостаток, изъян и греч. skopéo — рассматриваю, наблюдаю) — комплекс физ. методов и средств неразрушающего контроля качества материалов, заготовок и изделий с целью обнаружения дефектов их строения. Методы Д. позволяют полнее оценить качество каждого изделия без его разрушения и осуществить сплошной контроль, что особенно важно для изделий ответств. назначения, для к-рых методы выборочного разрушающего контроля недостаточны.

Несоблюдение заданных технол. параметров при обработке материала сложного хим. и фазового состава, воздействие агрессивных сред и эксплуатац. нагрузок при хранении изделия и в процессе его работы могут привести к возникновению в материале изделия разл. рода дефектов — нарушений сплошности или однородности, отклонений от заданного хим. состава, структуры или размеров, ухудшающих эксплуатационные характеристики изделия. В зависимости от величины дефекта в зоне его расположения изменяются физ. свойства материала — плотность, электропроводность, магнитные, упругие характеристики и др.

Методы Д. основаны на анализе вносимых дефектом искажений в приложенные к контролируемому изделию физ. поля разл. природы и на зависимости результирующих полей от свойств, структуры и геометрии изделия. Информация о результирующем поле позволяет судить о наличии дефекта, его координатах и размере.

Д. включает в себя разработку методов неразрушающего контроля и аппаратуры — дефектоскопов, устройств для проведения контроля, систем для обработки и фиксации полученной информации. Применяются оптич., радиац., магн., акустич., эл.-магн. (токовихревые), электрич. и др. методы.

Оптическая Д. основана на непосредств. осмотре поверхности изделия невооружённым глазом (визуально) или с помощью оптич. приборов (лупы, микроскопа). Для осмотра внутр. поверхностей, глубоких полостей и труднодоступных мест применяют спец. эндоскопы — диоптрийные трубки, содержащие *световоды* из волоконной оптики, оснащённые миниатюрными осветителями, призмами и линзами. Методами оптич. Д. в видимом диапазоне можно обнаруживать только поверхностные дефекты (трещины, плены и др.) в изделиях из материалов, непрозрачных для видимого света, а также поверхностные и внутр. дефекты — в прозрачных. Мин. размер дефекта, обнаруживаемого визуально невооружённым глазом, составляет 0,1—0,2 мм, при использовании оптич. систем — десятки мкм. Для контроля геометрии деталей (напр., профиля резьбы, шероховатости поверхности) применяют проекторы, профилометры и микроинтерферометры. Новой реализацией оптич.