# ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

# 2

**ДОБРОТНОСТЬ — МАГНИТООПТИКА**




Москва
«Советская энциклопедия»
1990

акустич. *шумов.* Часто на сплошной спектр шума накладываются отдельные дискретные составляющие. Линейчатый спектр в виде совокупности отдельных гармонич. составляющих с кратными частотами присущ музыкальным З.; осн. частота определяет при этом воспринимаемую на слух *высоту звука,* а набор гармонич. составляющих — *тембр звука.* В спектре З. *речи* имеются форманты — устойчивые группы частотных составляющих, соответствующие определ. фонетич. элементам.

Энергетич. характеристикой звуковых волн является *интенсивность звука.* Она определяется амплитудой *звукового давления* или *колебательной скорости частиц, волновым сопротивлением* среды, а также формой волны. Субъективная характеристика, отвечающая интенсивности,— *громкость звука* зависит от частоты. Наибольшей чувствительностью человеческое ухо обладает в области частот 1—5 кГц. В этой области порог слышимости (см. *Пороги слуха*) составляет по интенсивности $10^{-12}$ Вт/м$^2$, а по звуковому давлению $\sim 10^{-5}$ Па. Верх. граница воспринимаемой человеческим ухом интенсивности З.— т. н. б о л е в о й п о р о г — слабо зависит от частоты и составляет прибл. 1 Вт/м$^2$.

Источниками З. могут быть любые явления, вызывающие возмущение упругой среды, т. е. местное отклонение давления или механич. напряжения от равновесного значения или локальные смещения частиц от положения равновесия. В создаваемых искусственно излучателях З. для этой цели используются колебания твёрдых тел (напр., струны и деки музыкальных инструментов, диффузоры громкоговорителей и мембраны телефонов, пьезоэлектрич. пластины) или ограниченных объёмов воздушной или водной среды (органные трубы, свистки); колебания могут возбуждаться ударом (струны рояля, колокола), поддерживаться за счёт пост. потока газа (свистки), создаваться путём преобразования колебаний электрич. тока в механические (*электроакустические преобразователи*). В природе З. возбуждается при обтекании твёрдых тел потоком воздуха за счёт образования и отрыва вихрей, напр. при обдувании ветром углов зданий, гребней морских волн и т. п. З. низких и инфразвуковых частот возникает при взрывах, обвалах. Источниками З. являются применяемые в совр. технике механизмы и оборудование, к-рые создают значит. шумовое загрязнение окружающей среды. Особый вид источников З.— голосовой аппарат человека и животных.

*Приёмники звука* служат для восприятия звуковой энергии и преобразования её в другие формы. К приёмникам З. относится, в частности, слуховой аппарат человека и животных. В технике для приёма З. применяются гл. обр. электроакустич. преобразователи — *микрофоны* в воздухе, *гидрофоны* в воде, *геофоны* в земной коре. Наряду с подобными приёмниками, воспроизводящими временну́ю структуру звукового сигнала, существуют приборы, воспринимающие усреднённые по времени характеристики волны (напр., *Рэлея диск, Радиометр акустический*).

Распространение звуковых волн в среде характеризуется их скоростью (см. *Скорость звука*). В газообразных и жидких средах распространяются только продольные волны, скорость к-рых определяется сжимаемостью среды и её плотностью. В твёрдых телах помимо продольных могут распространяться поперечные волны и *поверхностные акустические волны*; скорость волн в твёрдых телах определяется комбинацией их констант упругости и плотностью; в кристаллах имеет место анизотропия скорости З., т. е. зависимость её от направления распространения волны относительно кристаллографич. осей. В ряде случаев наблюдается *дисперсия звука,* обусловленная как физ. процессами в веществе, так и волноводным характером распространения в ограниченных объёмах.

При распространении звуковых волн имеют место обычные для всех типов волн явления интерференции и дифракции. В случае когда размер препятствий и неоднородностей в среде велик по сравнению с длиной волны, распространение З. подчиняется законам отражения и преломления лучей и может рассматриваться с позиций *геометрической акустики.* По мере распространения волны происходит постепенное *затухание звука,* т. е. уменьшение его интенсивности и амплитуды с расстоянием, к-рое обусловливается как законами волнового распространения в среде, так и необратимым переходом звуковой энергии в др. форму (гл. обр. в теплоту).

При распространении звуковых волн большой амплитуды происходит постепенное искажение синусоидальной формы гармонич. волны и приближение её к ударной; наблюдается и ряд других нелинейных эффектов в звуковом поле, напр.: дополнит. нелинейное поглощение звука, нелинейное взаимодействие акустич. волн в твёрдых телах (см. *Нелинейная акустика*), акустич. *кавитация.* В мощных звуковых полях возникают явления необратимых изменений в веществе, на к-рых основываются процессы УЗ-технологии.

*Лит.:* С т р е т т Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; И с а к о в и ч М. А., Общая акустика, М., 1973; С к у ч и к Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1976. *И. П. Голямина.*

**ЗВУК в с в е р х т е к у ч е м г е л и и** ($^4$He) — гидродинамич. волны, распространяющиеся в сверхтекучем гелии (He II). Согласно *Ландау теории сверхтекучести* (двухкомпонентной модели He II), гидродинамика сверхтекучей жидкости, в отличие от обычной гидродинамики, характеризуется двумя скоростями движения $v_s$ и $v_n$, являющимися соответственно скоростями сверхтекучей и нормальной компонент жидкого He II. Появление дополнит. гидродинамич. переменной ($v_s$) приводит к увеличению числа степеней свободы системы и возможности возникновения новых, по сравнению с классич. гидродинамич. системами, типов З. (звуковых мод). Типы возможных звуковых волн и скорости их распространения зависят также от геом. параметров гелиевой системы и кол-ва примеси $^3$He.

В о б ъ ё м е сверхтекучего $^4$He могут распространяться волны двух типов — первый звук (ПЗ) и *второй звук* (ВЗ). Волны первого типа аналогичны гидродинамич. звуку в обычной жидкости и представляют собой в осн. распространяющиеся колебания плотности $\rho$ и давления $p$. Специфич. особенностью He II является существование т. н. ВЗ — тепловых волн: распространяющихся колебаний темп-ры $T$ и *энтропии* $S$ (в обычных средах температурные колебания затухают на расстоянии порядка длины волны). Поскольку коэф. теплового расширения $(\partial\rho/\partial T)_p$ гелия аномально мал, колебания плотности (давления) и темп-ры (энтропии) оказываются практически независимыми. При этом скорость ПЗ $u_1$ задаётся обычным соотношением: $u_1^2=(\partial p/\partial\rho)_s$, а скорость ВЗ: $u_2^2=\rho_s TS^2/C\rho_n$, где $\rho_s$, $\rho_n$—соответственно плотности сверхтекучей и нормальной компонент, $C$ — теплоёмкость. При низких темп-рах, не слишком близких к темп-ре $T_\lambda$ исчезновения сверхтекучести гелия, норм. компонента представляет собой газ *квазичастиц* (элементарных возбуждений системы), а ВЗ — звуковые волны в газе квазичастиц. В чистом $^4$He это звуковые волны в системе *ротонов* и *фононов.*

При понижении темп-ры времена свободного пробега $\tau$ квазичастиц в He II возрастают. При этом гидродинамич. ПЗ переходит в в ы с о к о ч а с т о т н ы й ПЗ — слабозатухающие волны плотности на частотах $\omega \gg 1/\tau$.

На п о в е р х н о с т и сверхтекучего гелия может распространяться поверхностный ВЗ — звуковые колебания в системе поверхностных возбуждений. Для чистого He II это звук в системе риплонов (квазичастиц, соответствующих квантованным капиллярным волнам на поверхности He II).

В тонких сверхтекучих гелиевых плёнках распространяется третий звук (ТЗ) — практически изотермич. поверхностные волны в плёнке He II. Распространение ТЗ сопровождается осцилляциями сверхтекучей компоненты параллельно подложке, а нормальная компонента при не очень толстой плёнке тормозится подложкой и в колебаниях не участвует. Существ. особенностью ТЗ является значит. испарение и конденсация гелия при колебаниях, что сглаживает осцилляции темп-ры и приводит к почти изотермич. характеру распространения волны. Скорость изотермич. ТЗ $u_3^2=(\overline{\rho_s}/\rho)d(\partial E/\partial d)(1+TS/L)$, где относит. плотность сверхтекучей компоненты $\overline{\rho_s}/\rho$ усреднена по толщине плёнки $d$, $E$ — потенциал сил ван-дер-ваальсовского притяжения гелиевого атома к подложке (см. *Межмолекулярное взаимодействие*), $L$ — теплота испарения.

Ч е т в ё р т ы й з в у к (ЧЗ) распространяется в He II, находящемся в узких капиллярах или в мелкопористой среде, когда длина свободного пробега квазичастиц He II сравнима или заметно превосходит характерный размер в системе. При этом нормальная компонента жидкости неподвижна и для определения скорости ЧЗ в ур-ниях гидродинамики следует положить $v_n=0$. В результате, если пренебречь коэф. теплового расширения, $u_4^2=(\rho_s/\rho)u_1^2+(\rho_n/\rho)u_2^2$. Как правило, в этом выражении второй член много меньше первого. При низких темп-рах скорость распространения ЧЗ как в чистом $^4$He, так и в слабых растворах $^3$He в He II близка к скорости НЗ.

П я т ы й з в у к представляет собой тепловые (температурные) волны в сверхтекучих гелиевых плёнках в условиях, когда процессы испарения (конденсации) в плёнке подавлены. Волны пятого звука являются адиабатическими и распространяются со скоростью $u_5^2=(\rho_n/\rho)u_2^2$.

При достаточно низких темп-рах примесная система $^3$He в растворе $^3$He в He II тоже должна перейти в сверхтекучее состояние. В таком растворе с двумя бозе-конденсатами $^3$He и $^4$He могут распространяться звуковые волны трёх типов: 1) колебания плотности (давления) со скоростью распространения, близкой к скорости ПЗ в чистом He II; 2) колебания в системе примесных квазичастиц $^3$He, распространяющиеся со скоростью, близкой, в меру малой концентрации $^3$He, к $v_F/\sqrt{3}$, где $v_F$ — фермиевская скорость (см. *Ферми-жидкость*); 3) температурные колебания со скоростью распространения, экспоненциально убывающей с уменьшением концентрации $^3$He. Волны второго и третьего типов соответствуют ПЗ и ВЗ в сверхтекучем ферми-газе примесных квазичастиц $^3$He.

*Лит.:* Х а л а т н и к о в И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; П а т т е р м а н С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; A t k i n s K. R., R u d n i c k I., Third sound, в кн.: Progress in low temperature physics, v. 6, Amst.—L., 1970; E d w a r d s D. O., S a a m W. F., The free surface of liquid Helium, там же, v. 7a, Amst., 1978; J e l a t i s G. J., R o t h J. A., M a y n a r d J. D., Observation of fifth sound in a planar superfluid $^4$He Film, «Phys. Rev. Lett.», 1979, v. 42; B a s h k i n E. P., M e y e r o v i c h A. E., $^3$He— $^4$He quantum solutions, «Adv. Phys.», 1981, v. 30, № 1.

*А. Э. Мейерович.*

**ЗВУ́КА АНА́ЛИЗ** — разложение сложного звукового сигнала на ряд простых составляющих. Чаще всего применяются частотный и временно́й З. а. При частотном З. а. звуковой сигнал представляется суммой синусоидальных составляющих, характеризующихся частотой, фазой и амплитудой. Частотный З. а. позволяет получить распределение амплитуд составляющих по частотам (т. н. амплитудно-частотные спектры) и распределение фаз составляющих по частотам (фазочастотные спектры). При временно́м З. а. сигнал представляется суммой коротких импульсов, характеризующихся временем появления и амплитудой. Методы временно́го З. а. лежат в основе принципа действия *гидролокаторов* и *эхолотов*.

При частотном анализе звуковой сигнал $p(t)$ представляют суммой

$$p(t)=\sum_n a_n\cos(2\pi f_n t+\varphi_n),$$

где $a_n$ — амплитуда, $f_n$ — частота, $\varphi_n$ — нач. фаза. Набор чисел $a_n$, $f_n$ образует амплитудно-частотный спектр, а $\varphi_n$, $f_n$ — фазочастотный. Если звуковой

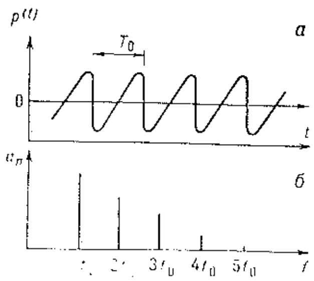



Рис. 1. Периодический звуковой сигнал (*а*) и его спектр (*б*). По осям ординат отложены соответственно звуковое давление $p(t)$ и амплитуды спектральных $a_n$ составляющих $a_n$, по осям абсцисс — время $t$ и частота $f$.

сигнал $p(t)$ периодичен (рис. 1, *а*) (большинство музыкальных звуков, гласные звуки речи), то его представляют в виде ряда Фурье (рис. 1, *б*), в к-ром частоты $f_n$ образуют гармонич. ряд $f_0$, $2f_0$, $3f_0$ и т. д., $f_0$ — низшая частота ряда, $T_0=1/f_0$ — период звуковой волны. Если же звуковой сигнал $p(t)$ непериодичен, напр. однократный щелчок (рис. 2), то его можно рассматривать как периодический с бесконечно большим периодом $T_0$. Т. к. при этом частотные интервалы

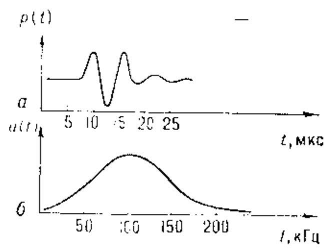



Рис. 2. Непериодический звуковой сигнал (*а*) и его спектральная плотность (*б*). По осям ординат отложены соответственно звуковое давление $p(t)$ и спектральная плотность $a(f)$, по осям абсцисс — время $t$ и частота $f$.

между гармониками $f_0\simeq 1/T_0$ становятся бесконечно малыми, а число гармоник — бесконечно большим, такой сигнал представляют в виде интеграла Фурье:

$$p(t)=\int_{-\infty}^{\infty} a(f)\cos(2\pi ft+\varphi)\,df,$$

где $a(f)$ — амплитудно-частотный спектр.

В прошлом частотный З. а. проводили с помощью *резонаторов акустических*, напр. резонаторов Гельмгольца. Набор таких резонаторов с разл. резонансными частотами позволяет проводить частотный З. а., наблюдая, какие из резонаторов «откликаются» на звук и с какой громкостью. В настоящее время З. а. выполняют после преобразования звукового сигнала в электрический с помощью микрофона (в воздухе) или гидрофона (в воде). Применяют либо параллельный, либо последовательный З. а. В первом случае электрич. сигнал пропускают через набор полосных фильтров с шириной $\Delta f_n$, где $n$ — номер фильтра, и получают частотный спектр. Наиб. употребительны анализаторы с постоянной относит. шириной полосы $\Delta f_n/f_{ср\,n}$ ($f_{ср\,n}$ — ср. частота фильтра), равной 1, $^1/_3$ или $^1/_6$ октавы. Совокупность напряжений на выходе фильтров представляет частотный спектр сигнала. В случае нестационарных сигналов спектр характеризуется накопленными за нек-рый интервал времени $T$ среднеквадратичными напряжениями на выходе фильтров.

в к-ром могут существовать электрич. поле и *пространственный заряд*, но никакие две отд. частицы не взаимодействуют. Для плазмы, заряж. частицы к-рой взаимодействуют по закону Кулона, ср. расстояние до соседней взаимодействующей частицы $r \sim n^{-1/3}$ ($n$ — ср. число заряж. частиц в ед. объёма), а энергия кулоновского взаимодействия $\sim e^2 n^{1/3}$ ($e$ — заряд частицы). Степень идеальности такой плазмы характеризуется плазменным параметром взаимодействия $\gamma = e^2/rT$ ($T$ — темп-ра). Используя выражение для *дебаевского радиуса экранирования* $r_D \sim \sqrt{T/ne^2}$, условие идеальности плазмы можно записать в виде $\mu = 1/nr_D^3 \ll 1$ ($\mu$ — плазменный параметр идеальности), т. е. плазма будет идеальной, если число частиц в дебаевской сфере велико. Для И. п. оба параметра $\gamma$ и $\mu \ll 1$. Параметр идеальности $\mu$ характеризует не только вклад потенц. энергии взаимодействия в ср. энергию и др. термодинамич. ф-ции, но и определяет роль столкновений заряж. частиц при неравновесных процессах. Частота столкновений заряж. частиц пропорциональна $\mu$, поэтому при описании неравновесных процессов, определяющих, в частности, установление равновесного состояния, необходимо учитывать даже слабую неидеальность (см. *Неидеальная плазма*).

На практике в большинстве случаев плазма близка к идеальной: это плазма газовых разрядов, солнечного ветра, солнечной короны, ионосферы, плазма в МГД-генераторах, электронно-дырочная плазма полупроводников (см. рис. к ст. *Космическая плазма*). К неидеальной плазме относится электронный газ в металлах, квантовая вырожденная плазма в белых карликах, плазма в магнитосферах пульсаров, плазма при очень высоких давлениях (десятки тыс. градусов) и высоких темп-рах ($10^8$ К) — плазма в центре Солнца и плазма в условиях термоядерного синтеза.

*Лит.:* Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982. *Ю. Л. Климонтович.*

**ИДЕА́ЛЬНО-ПЛАСТИ́ЧЕСКОЕ ТЕ́ЛО** — абстрактная матем. модель пластич. тела, в к-рой не учитывается упрочение материалов в процессе деформирования. Образец $AB$ (рис.), к-рый можно рассматривать как И.-п. т., может пластически деформироваться без дальнейшего увеличения нагрузки $P$, когда растягивающее напряжение достигает нек-рого значения $\sigma_s$. Для случая сложного напряжённого состояния тела переход в пластич. область в к.-л. его точке наступает тогда, когда напряжения удовлетворяют *пластичности условиям*.

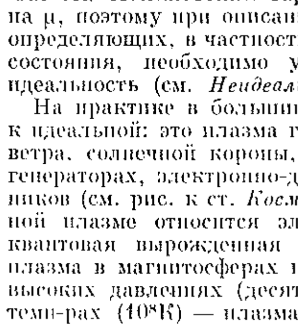



Диаграмма напряжение—деформация образца из идеально-пластического материала.

Понятие И.-п. т. применяется в расчётах технол. процессов ковки, волочения, штамповки, прокатки металлов, не обладающих значит. упрочением. Понятие И.-п. т. используется в теории предельного равновесия, определяющей предельные значения нагрузок для исследуемой конструкции.

*Лит.:* Прагер В., Ходж Ф. Г., Теория идеально-пластических тел, пер. с англ., М., 1956; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твердого тела, М., 1979.

*Д. Д. Ивлев.*

**ИДЕА́ЛЬНЫЙ ГАЗ** — теоретич. модель *газа*, в к-рой пренебрегают размерами и взаимодействиями частиц газа и учитывают лишь их упругие столкновения. Это первонач. представление было расширено, в более широком понимании И. г. состоит из частиц, представляющих собой упругие сферы радиуса $r$ или эллипсоиды, у них проявляется атомная структура. Расшир. модель И. г. позволяет учитывать не только поступательное, но и вращательное и колебательное движения его частиц, вводить в рассмотрение наряду с центральным и нецентральное соударение, исследовать переходы энергии из одной степени свободы в другую и т. д.

Внутр. энергия И. г. определяется лишь кинетич. энергией его частиц (в противоположность модели решёточного газа, в частности *Изинга модели*, где кинетич. энергией пренебрегают и учитывают лишь потенц. энергию взаимодействия частиц).

Модель И. г. предложена в 1847 Дж. Геранатом (J. Herapath). На основе этой модели были теоретически выведены ранее эксперим. установленные газовые законы (законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака, Шарля, Авогадро). Эта модель И. г. легла в основу молекулярно-кинетич. представлений. Позднее экспериментально были обнаружены отклонения от законов И. г. [А. В. Реньо (H. V. Regnault), Дж. Томсон (J. Thomson), Т. Эндрюс (Th. Andrews)], а в 1873 эти отклонения были теоретически обоснованы Й. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals).

Модель И. г. справедлива для реальных классич. и квантовых газов при достаточно высоких темп-рах и разрежениях. В совр. физике понятие И. г. применяют при описании ансамбля любых слабовзаимодействующих частиц и квазичастиц, бозонов и фермионов. Осн. законы И. г. — уравнение состояния и закон Авогадро, впервые связавший макрохарактеристики газа (давление, темп-ру, массу) с массой его молекулы. Мн. кинетич. и термодинамич. свойства реальных газов в рамках этой модели могут быть выражены в виде степенных разложений с помощью ф-ций распределения частиц И. г.

Модель И. г. позволяет оценить мн. характеристики газа, напр. ср. расстояние $L$ между частицами: $L \sim n^{-1/3}$, где $n$ — плотность газа (число частиц в ед. объёма), а с учётом пуассоновского характера пространственного распределения частиц $L = 0{,}55396\, n^{-1/3}$. Критерий идеальности к.-л. газа $\varepsilon \ll 1$, где $\varepsilon = nr^3$ — безразмерный параметр плотности.

При квантовомеханич. описании атомов и молекул И. г., кроме классич. параметров (давления, темп-ры, плотности, массы частиц и т. д.), вводится дополнительно длина волны де Бройля $\lambda_T = h/mv$ для частицы, движущейся как целое, и $\lambda_0 = h/\mu v_0$ для внутримолекулярных движений ($m$ и $\mu$ — масса и приведённая масса молекулы, $v_0$ и $v$ скорости внутримолекулярных перемещений и движения молекулы как целого соответственно). Квантовые эффекты проявляются при $\lambda_0 \lesssim L \ll \lambda_T$. При $\lambda_0 \ll \lambda_T \ll L$ движение частицы как целого описывается законами классич. механики, а внутримолекулярное — квантово-механич. законами.

К внутримолекулярным движениям относят также и акты столкновений частиц газа, для к-рых классич. рассмотрение допустимо лишь при $r \gg \lambda_T$. Это условие можно записать в виде

$$\frac{(3mkT)^{1/2}}{h} n^{-1/3} \gg 1. \qquad (*)$$

При $r \lesssim \lambda_T$ столкновения сопровождаются дифракц. эффектами и классич. рассмотрение неправомерно. Подставляя реальные параметры в (*), можно установить, что существенно квантовые явления должны наблюдаться, напр., для изотопов водорода и гелия при низких темп-рах. К квантовым эффектам относится также динамика намагниченности в спин-поляризованных разреженных газах (напр., коллективные спиновые осцилляции).

*Лит.:* Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в больцмановских газах, «УФН», 1986, т. 148, с. 433, см. также *лит.* при ст. *Газ.* *Ю. Н. Любитов.*

**ИДЕА́ЛЬНЫЙ КРИСТА́ЛЛ** — физ. модель, представляющая собой бесконечный монокристалл, не содержащий примесей или структурных *дефектов (вакансий, межузельных атомов, дислокаций* и др.). Отличие реальных кристаллов от И. к. связано с конечностью их размеров и наличием дефектов. Наличия нек-рых дефектов (напр., примесей, межкристаллитных границ) в реальных кристаллах можно практически полностью избежать с помощью спец. методов выращивания, отжига или очистки. Однако при темп-ре $T>0$К в кристаллах всегда есть конечная концентрация (термоактивированных) вакансий и межузельных атомов, число к-рых в равновесии экспоненциально убывает с понижением темп-ры.

*А. Э. Мейерович.*

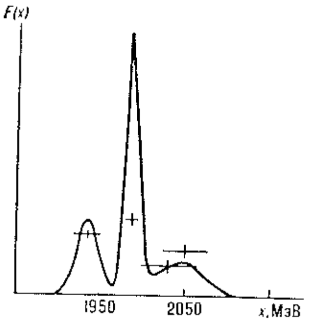
**ИДЕОГРА́ММА** (от греч. idéa — идея, образ, понятие и grámma — запись) — один из способов графич. представления плотности распределения вероятности случайной величины. В отличие от *гистограммы* И. позволяет частично учесть ошибки измерений.

Пусть $x_1, \ldots, x_n$ — результаты измерений случайной величины $x$, плотность распределения вероятности к-рой необходимо изобразить, а $\sigma_1, \ldots, \sigma_n$ — ошибки этих измерений. Сопоставим каждому измерению ф-цию

$$f_i(x)=\left(2\pi\sigma_i^2\right)^{-1/2}\exp\left[-(x-x_i)^2/2\sigma_i^2\right],$$

т. е. будем считать, что истинное значение случайной величины $x$ распределено нормально (см. *Гаусса распределение*) около результата измерений. И. наз. изображение суммы этих ф-ций:

$$F(x)=\sum_{i=1}^{n} f_i(x).$$




И. пользуются для графич. представления результатов измерений случайной величины с различающимися ошибками. На практике часто вместо ф-ции $F(x)$ вычисляют приближённые значения интегралов от неё по равным небольшим отрезкам оси $x$, т. е. используют гистограмму ф-ции $F(x)$.

На рис. изображена И., полученная при сопоставлении результатов измерения массы h-мезона разными авторами (1980). Индивидуальные измерения изображены в виде крестов, длина горизонтальной перекладины соответствует ошибке данного измерения. Наличие трёх пиков в И. свидетельствует о несогласованности результатов.

*А. А. Лебедев.*

**ИЗГИ́Б** — вид деформации, характеризующийся изменением кривизны оси (бруса, балки, стержня) или срединной поверхности *(пластинки, оболочки)* под действием внеш. сил или темп-ры.

Применительно к прямому брусу различают плоский (прямой), косой, чистый, поперечный и продольный И. П л о с к и й И. возникает, когда силы, изгибающие брус, совпадают с одной из его гл. плоскостей, т. е. плоскостей, проходящих через ось бруса и гл. оси инерции его поперечных сечений. К о с о й И. возникает, если силы, изгибающие брус, лежат в плоскости, проходящей через ось бруса, но не совпадающей ни с одной из его главных плоскостей. Ч и с т ы й И. происходит под действием только пар сил (изгибающих моментов),

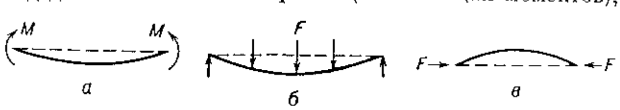


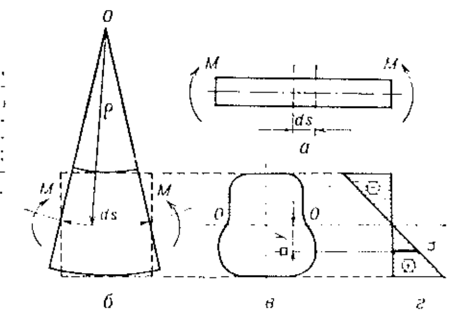

**Рис. 1.** Изгиб бруса: *а* — чистый; *б* — поперечный; *в* — продольный.

напр. в случае приложения к концам бруса двух равных по величине и противоположных по направлению моментов $M$ (рис. 1, *а*). П о п е р е ч н ы й И. происходит как под действием изгибающих моментов, так и поперечных сил, напр. в случае действия на брус сосредоточенных сил (рис. 1, *б*). П р о д о л ь н ы й И. возникает под действием на стержень продольных сжимающих сил $F$ (рис. 1, *в*), при достижении к-рыми нек-рых величин *(критических сил)* может произойти потеря устойчивости равновесия (см. *Продольный изгиб. Устойчивость упругих систем*).

Изучение И. производится в предположении, что поперечные сечения бруса, плоские до И., остаются плоскими и после него (гипотеза плоских сечений), что продольные волокна бруса при И. не сжимают друг друга и не стремятся оторваться одно от другого. Получаемые при этом расчётные ф-лы применимы, если поперечные размеры бруса малы по сравнению с его длиной и отсутствуют резкие изменения поперечных сечений бруса.

При ч и с т о м И. в сечениях бруса действуют только изгибающие моменты и притом постоянной величины, поэтому, если из прямого бруса, работающего в упругой области (рис. 2, *а*), выделить двумя поперечными сечениями элемент длиной $ds$, то действие отброшенных частей бруса на элемент $ds$ можно заменить равными моментами $M$. При И. поперечные сечения, расположенные по концам элемента $ds$, наклоняются одно к другому, оставаясь плоскими (рис. 2, *б*), а продольные волокна, расположенные на выпуклой стороне элемента, удлиняются, на вогнутой — укорачиваются; промежуточный слой, волокна к-рого не изменяют своей длины, наз. н е й т р а л ь н ы м  с л о е м. Линия пересечения нейтрального слоя с плоскостью любого поперечного сечения наз. н е й т р а л ь н о й  л и н и е й. При И. прямого бруса нейтральный слой проходит через центры тяжести поперечных сечений и наз. н е й т р а л ь н о й  о с ь ю (линия $O$–$O$ на рис. 2, *в*). В сечении по одну сторону от нейтральной оси возникают растягивающие, а по другую — сжимающие нормальные напряжения $\sigma$, возрастающие по мере удаления от нейтральной оси по линейному закону (рис. 2, *г*) $\sigma=My/I$, где $y$ — расстояние от нейтральной оси до рассматриваемого волокна поперечного сечения, а $I$ — момент инерции поперечного сечения относительно нейтральной оси. Для балок из материалов, одинаково работающих на растяжение и сжатие, в поперечных сечениях, симметричных относительно нейтральной оси, наибольшие нормальные напряжения в крайних волокнах определяются по ф-ле: $\sigma=\pm M/W$, где $W=2I/h$ — момент сопротивления поперечного сечения, $h/2$ — половина высоты сечения.

**Рис. 2.** *а* — брус, работающий в условиях чистого изгиба; *б* — элемент бруса $ds$ после деформации; *в* — сечение бруса; *г* — эпюра $\sigma$.




При п о п е р е ч н о м И. в сечениях бруса действуют как изгибающий момент, так и поперечная сила, к-рые в зависимости от вида нагрузок изменяются по длине бруса. Характер их изменения изображается графически с помощью эпюр изгибающих моментов $M$ и поперечных сил $Q$ (рис. 3). В поперечных сечениях кроме нормальных напряжений $\sigma$ возникают также касательные напряжения $\tau$. Нормальные напряжения определяются теми же ф-лами, как и при чистом И. Касательные напряжения $\tau$ для заданной точки бруса (рис. 4) получаются равными в площадках, расположенных в плоскости поперечного сечения, и в площадках, параллельных нейтральному слою: по ширине се-

Если взаимодействие в системе зависит лишь от относит. расстояний между частицами и отсутствуют внеш. поля, нарушающие однородность пространства, то полный импульс $\boldsymbol{P}=\boldsymbol{p}_1+\boldsymbol{p}_2+\ldots+\boldsymbol{p}_n$ сохраняется и его можно обратить в 0, переходя в систему центра масс частиц. В результате число независимых импульсов, от к-рых зависит волновая ф-ция, уменьшается на единицу.

Сопоставим И. п. с *конфигурационным представлением*, ограничиваясь для простоты случаем одной частицы. Пусть $\varphi(\boldsymbol{p})=\langle p|\psi\rangle$ — волновая ф-ция данной частицы в И. п. По определению, оператор импульса $\hat{\boldsymbol{p}}$ при этом диагонален: $\hat{\boldsymbol{p}}\varphi(\boldsymbol{p})=\boldsymbol{p}\varphi(\boldsymbol{p})$. Оператор координаты выглядит как $\hat{\boldsymbol{x}}=i\hbar\partial/\partial\boldsymbol{p}$, что согласуется с перестановочными соотношениями $[x_i, p_k]=i\hbar\delta_{ik}$ $(i=1, 2, 3)$, $\delta_{ik}$ — символ Кронекера. Переход к конфигурац. представлению, в к-ром волновая ф-ция частицы имеет вид $\varphi(x)=\langle x|\psi\rangle$, осуществляется с помощью трёхмерного преобразования Фурье:

$$\varphi(\boldsymbol{x})=\langle\boldsymbol{x}\,|\,\psi\rangle=\int\langle\boldsymbol{x}\,|\,\boldsymbol{p}\rangle\,d\boldsymbol{p}\,\langle\boldsymbol{p}\,|\,\psi\rangle=$$
$$=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\exp\,(i\boldsymbol{x}\boldsymbol{p})\,d\boldsymbol{p}\,\varphi\,(\boldsymbol{p}).$$

Обратное преобразование отличается знаком в показателе экспоненты:

$$\varphi\,(\boldsymbol{p})=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\exp\,(-\,i\boldsymbol{p}.\boldsymbol{x})\,d\boldsymbol{x}\,\varphi\,(\boldsymbol{x}).$$

Симметрия между п ямым и обратным преобразованиями Фурье является причиной сходства формулировок теории в импульсном и конфигурац. представлениях. В нек-рых случаях эти две формулировки оказываются тождественными. Так, операторы угл. момента $\hat{L}_i(i=1, 2, 3)$ имеют один и тот же вид в обоих представлениях:

$$\hat{L}_3\varphi\,(\boldsymbol{x})=\frac{\hbar}{i}\left(x_1\,\frac{\partial}{\partial x_2}-x_2\,\frac{\partial}{\partial x_1}\right)\varphi\,(\boldsymbol{x}),$$
$$\hat{L}_3\varphi\,(\boldsymbol{p})=\frac{\hbar}{i}\left(p_1\,\frac{\partial}{\partial p_2}-p_2\,\frac{\partial}{\partial p_1}\right)\varphi\,(\boldsymbol{p})$$

и т. п. Ещё один подобный пример даёт задача о линейном гармонич. *осцилляторе* с гамильтонианом

$$\hat{H}=\hat{p}^2/2m+m\omega^2\hat{x}^2/2$$

($m$ — масса осциллятора, $\omega$ — частота). При её решении можно применять как И. п., так и конфигурац. представление. В обоих случаях волновая ф-ция будет выражаться через полиномы Эрмита (см. *Ортогональные полиномы*), что находится в соответствии с инвариантностью этих полиномов относительно преобразования Фурье.

Наиб. важное и адекватное применение И. п. находит в квантовомеханич. теории рассеяния, в частности в формализме Липмана—Швингера (см. *Липмана—Швингера уравнение*). Особенно возрастает роль И. п. при переходе к релятивистскому описанию взаимодействий частиц в *квантовой теории поля*, где оно объединяется с энергетич. представлением в рамках одного четырёхмерного $p$-представления. Конфигурац. представление здесь менее употребительно ввиду невозможности локализации релятивистских частиц с точностью лучшей, чем комптоновская длина волны $\hbar/mc$.

*В. Г. Кадышевский.*

**ИМПУЛЬСНОЕ ПРОСТРА́НСТВО**, пространство, точки к-рого определяют значения импульсов структурных элементов (частиц) системы. В общем случае — пространство обобщённых импульсов — переменных, канонически сопряжённых *обобщённым координатам*. Размерность И. п. равна полному числу обобщённых координат, т. е. числу степеней свободы $S$. Так, для системы $N$ частиц без внутр. степеней свободы размерность И. п. $S=3N$.

И. п. является подпространством, образующим вместе с пространством обобщённых координат *фазовое пространство* системы. При классич. описании (замкнутой) системы с $S$ степенями свободы каждое состояние системы в любой момент времени полностью определяется значением $S$ обобщённых координат $q_i$ и $S$ обобщённых импульсов $p_i$, т. е. задаётся определ. точкой в фазовом пространстве. Соответственно каждая точка И. п. однозначно фиксирует импульсы составляющих систему частиц. В квантовой механике, согласно *неопределённостей соотношению*, частицы не могут характеризоваться одновременно точно определёнными значениями координат и импульсов. Поэтому имеет смысл говорить только о числе состояний $\Delta\Gamma(q_i, p_i)$ в данном (малом) объёме фазового пространства $\prod_i\Delta p_i\Delta q_i$ вокруг точки с координатами $\{q_i, p_i\}$. При этом число состояний в И. п. $\Delta\Gamma(p_i)$ получается из $\Delta\Gamma(q_i, p_i)$ суммированием по всем точкам пространства обобщённых координат $q_i$ (см. *Плотность состояний*). Для систем, допускающих квазиклассич. описание, $\Delta\Gamma=\prod_i\Delta q_i\Delta p_i/(2\pi\hbar)^S$. Кроме того, описание квантовомеханич. систем носит вероятностный характер и обеспечивается заданием матрицы плотности (для замкнутых систем — волновых ф-ций). Каждой точке И. п. соответствует определ. матрица плотности системы в импульсном представлении, что позволяет определить все усреднённые характеристики системы в этой точке и импульсные распределения (см. *Импульсное представление квантовой механики*). Состояние системы полностью характеризуется определ. значениями импульсов составляющих её частиц только для системы свободных невзаимодействующих частиц.

Во мн. задачах удобно переходить от пространств. описания систем к импульсному, при к-ром обычное конфигурац. пространство отображается, как правило преобразованием Фурье, в И. п., а пространств. дифференцированию или интегрированию соответствуют алгебраич. операции.

В физике твёрдого тела под И. п. понимают пространство *квазиимпульсов*. В этом случае области физически различных состояний *квазичастиц* в И. п. соответствует одна элементарная ячейка *обратной решётки* кристалла (см. *Бриллюэна зона*). В И. п. задаётся большинство свойств квазичастиц в твёрдых телах — энергетич. спектры и зоны, поверхность Ферми и др. (см. *Зонная теория*), а также ф-ции распределения (матрицы плотности), волновые ф-ции и Грина функции квазичастиц в импульсном представлении.

*А. Э. Мейерович.*

**ИМПУЛЬСНЫЕ УСТРО́ЙСТВА** — устройства, предназначенные для генерирования и преобразования импульсных сигналов, а также сигналов, форма к-рых характеризуется быстрыми изменениями, чередующимися со сравнительно медленными процессами (паузами).

И. у. применяют в разл. радиоэлектронных устройствах и электронных системах, включая ЭВМ. Они входят в состав многих физ. приборов и установок, в частности связанных с физикой элементарных частиц: ускорителей, анализаторов излучений и др. В эксперим. ядерной физике процессы в *детекторах* частиц преобразуются в электрич. импульсы, к-рые затем подвергают временно́му и амплитудному анализу. При временно́м анализе устанавливают временны́е характеристики одиночных импульсов и потоков импульсов. Амплитудный анализ состоит в установлении распределения амплитуд импульсов (см. *Амплитудный анализатор*, *Амплитудный дискриминатор*).

**Импульсы.** В большинстве случаев в И. у. используют видеоимпульсы — кратковрем. униполярные изменения тока или напряжения, разделённые паузами (см. также *Импульсный сигнал*). Различают след. элементы видеоимпульса: резкий подъём (фронт), медленно меняющуюся часть (вершину), быстрый спад плоскости слоёв движения электронов часто близко к изотропному и в электронной зонной картине отвечает движению по широкой зоне проводимости, а в направлении, перпендикулярном слоям, ширина зоны оказывается намного меньше. Для описания такого движения электронов обычно используется модель *эффективной массы* внутри слоёв и приближение сильной связи для движения электронов между слоями (см. *Зонная теория*, *Блоховские электроны*). Энергия электрона $\mathscr{E}$ в зависимости от квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ имеет тогда вид $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}_{\parallel}, \boldsymbol{p}_{\perp})=\boldsymbol{p}_{\parallel}^2/2m_{\parallel}^*+\delta\cos(\boldsymbol{p}_{\perp}d)/\hbar$, где $\boldsymbol{p}_{\parallel}$ — импульс вдоль слоёв, $\boldsymbol{p}_{\perp}$ — импульс поперёк слоёв, $d$ — расстояние между слоями, $m_{\parallel}^*$ — эфф. масса в плоскости слоя, $\delta$ — полуширина зоны проводимости для движения между слоями.

Сильная анизотропия такого типа реализуется, напр., в слоистых кристаллах дихалькогенидов переходных металлов типа $TaS_2$ (металлич. проводимость) или $MoS_2$ (полупроводник), а также в их *интеркалированных соединениях* I или интеркалированных соединениях графита. В дихалькогенидах переходных металлов слой металла с двух сторон окружён слоями халькогенов и связь этих трёх слоёв в сэндвиче является сильной (ковалентной). Сэндвичи упакованы в кристалле также слоями, причём взаимодействие сэндвичей близко к ван-дер-ваальсовскому. В интеркалированных соединениях металлич. слои раздвинуты ещё больше непроводящими слоями молекул или групп атомов, введённых в пространство между сэндвичами. К К. с. относятся также органич. проводники, где плоские органич. молекулы упакованы в цепочки, к-рые, располагаясь параллельно друг другу, образуют проводящие слои, разделённые непроводящими слоями др. молекул, напр. в $BEDT-TTF_2I_3$ проводящие слои плоских молекул BEDT—TTF разделены слоями из атомов I [2].

Анизотропия проводимости $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$ достигает 50 в слоистых соединениях типа $TaS_2$ и $10^5$ в интеркалированном соединении $TaS_2$ с пиридином.

По мере уменьшения $\delta$ движение электронов приближается к двумерному, а ниже нек-рого порогового значения $\mathscr{E}_0$ для $\delta$ система начинает вести себя как двумерная. Пороговое значение $\mathscr{E}_0$ совпадает с характерной энергией эффекта. Напр., если рассматривается *Ванье — Мотта экситон* в слоистом полупроводнике, то $\mathscr{E}_0$ — энергия связи экситона. При $\delta\gg\mathscr{E}_0$ мы имеем дело с трёхмерным анизотропным экситоном. Его уровни энергии определяются ридберговской серией, а волновая ф-ция анизотропна в меру анизотропии $m_{\parallel}^*$ и $m_{\perp}^*=\hbar^2/2dt$. При $\delta\ll\mathscr{E}_0$ экситон локализован в слое и его спектр определяется решением кулоновской задачи для двумерного движения электрона и дырки. В случае *сверхпроводимости* энергия $\mathscr{E}_0$ по порядку величины есть темп-ра сверхпроводящего перехода $T_{кр}$, и при $\delta\gg T_{кр}$ мы имеем дело с обычными анизотропными сверхпроводниками, а при $\delta\ll T_{кр}$ реализуется джозефсоновское взаимодействие слоёв со всеми свойствами, характерными для джозефсоновских переходов во внеш. полях [1]. Системы с $\delta\ll\mathscr{E}_0$ наз. квазидвумерными (в узком смысле) по отношению к рассматриваемому эффекту. Т. о., система может быть обычной анизотропной для одного явления и квазидвумерной для др. эффекта [2].

*Лит.:* 1) Булаевский Л. Н., Сверхпроводимость и электронные свойства слоистых соединений, «УФН», 1975, т. 116, с. 449; 2) Ягубский Э. Б. и др., Сверхпроводящие свойства ромбической фазы трииодида бис-(этилендитиоло) тетратиофульвалена, «Письма в ЖЭТФ», 1984, т. 39, с. 275.

*Л. Н. Булаевский.*

**КВАЗИИМПУЛЬС** — векторная характеристика $\boldsymbol{p}$ состояния квазичастицы в кристалле. К. играет для частиц в периодич. среде (напр., в кристаллич. решётке) ту же роль, что и импульс частицы в пространственно однородных системах. В однородной среде преобразование волновой ф-ции $\psi(\boldsymbol{r})$ частицы при произвольном смещении $\boldsymbol{u}$ имеет вид $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{u})=\exp(i\boldsymbol{p}^*\boldsymbol{u}/\hbar)\psi(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{p}^*$ — импульс частицы. Для пространственно периодич. систем $\psi(\boldsymbol{r})$ обладают аналогичным свойством только для смещений, равных векторам трансляции (периодам) $\boldsymbol{a}_i$ системы:

$$\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}_i)=\exp(i\boldsymbol{p}\boldsymbol{a}_i/\hbar)\,\psi(\boldsymbol{r}). \qquad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{p}$ — К. При этом волновая ф-ция частицы имеет вид:

$$\psi_{n,\,p}(\boldsymbol{r})=\exp(i\boldsymbol{p}\boldsymbol{r})\,W_{n,\,p}(\boldsymbol{r}), \qquad (2)$$

где $W_{n,\,p}(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}_i)=W_{n,\,p}(\boldsymbol{r})$. Согласно *Блоха теореме*, собств. волновые ф-ции стационарных состояний квазичастиц, находящихся в поле с периодич. потенциалом, имеют вид (2), причём значение $\boldsymbol{p}$ вместе с индексом $n$ (номер энергетич. зоны) образуют полный набор квантовых чисел, определяющих данное состояние (см. *Блоховские электроны*, *Зонная теория*).

В отличие от импульса величина К. задаётся неоднозначно — состояния, в к-рых $\boldsymbol{p}/\hbar$ отличаются на один из векторов *обратной решётки* $\boldsymbol{b}_k$, тождественны. Соответственно для всех физически различных состояний $\boldsymbol{p}$ можно задавать внутри одной элементарной ячейки обратной решётки (в качестве к-рой обычно выбирают *Бриллюэна зону*). С неоднозначностью связано и отсутствие точного закона сохранения К.: при взаимодействии квазичастиц их суммарный К. сохраняется лишь с точностью до $\hbar\boldsymbol{b}_k$. Это проявляется в *переброса процессах*.

Значения К. определяют энергию квазичастиц $\mathscr{E}_n(\boldsymbol{p})$ внутри каждой из энергетич. зон. Изменение К. под действием внешнего $V(\boldsymbol{r})$ задаётся ур-нием, аналогичным закону Ньютона: $d\boldsymbol{p}/dt=-\nabla V(\boldsymbol{r})$. Возможность введения К. существенно упрощает анализ свойств кристаллов: вид, взаимное расположение, связность, наличие особенностей и т. д. для *ферми-поверхностей* и энергетич. зон, определяемых в пространстве К., позволяют сделать качественные выводы о свойствах твёрдых тел, напр. о их проводимости.

*Лит.* см. при статьях *Зонная теория*, *Квазичастица*.

*А. Э. Мейерович.*

**КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ** квантовой механики (Венцеля — Крамерса — Бриллюэна метод, ВКБ метод) — приближённый метод нахождения волновой ф-ции и уровней энергии квантовой системы при условии, что длина волны де Бройля $\lambda$ частиц системы много меньше характерных размеров $R$ изменения потенциала. В условиях К. п. квантовое *неопределённостей соотношение* позволяет построить *волновой пакет*, в к-ром неопределённости координаты и импульса гораздо меньше самих этих величин. Такой пакет будет двигаться, подчиняясь законам классич. механики с точностью до малых величин порядка $\lambda/R$. В простейшем случае точечной частицы массы $m$ с заданной энергией $\mathscr{E}$, движущейся по законам классич. механики во внеш. поле с потенциалом $U(\boldsymbol{r})$, модуль импульса $p(\boldsymbol{r})$ в данной точке пространства $\boldsymbol{r}$ равен $p(\boldsymbol{r})=[2m(\mathscr{E}-U(\boldsymbol{r}))]^{1/2}$. Длина волны связана с импульсом соотношением де Бройля $\lambda(\boldsymbol{r})=h/p(\boldsymbol{r})$. Критерий применимости К. п. таков:

$$|\nabla\lambda(\boldsymbol{r})|=\frac{h}{p^2}\,|\nabla p(\boldsymbol{r})|\ll 1. \qquad (1)$$

Движение квантовой частицы в тех же условиях определяется *Шрёдингера уравнением*:

$$\hbar^2\Delta\psi+p^2(\boldsymbol{r})\,\psi=0, \qquad (2)$$

где $\psi$ — волновая ф-ция частицы. В одномерном случае (потенциал и волновая ф-ция зависят лишь от одной координаты $x$) приближённые решения ур-ния (2) в классически доступной области $\mathscr{E}>U(x)$ имеют вид

$$\psi(x)=\frac{C}{\sqrt{p(x)}}\exp\left[\pm\frac{i}{\hbar}\int p\,dx\right], \qquad (3)$$

где $C$ — постоянная. Решения (3) представляют собой простейшее обобщение плоской волны $\exp(ipx/\hbar)$ на

*Лит.:* Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1975; Воловик Г. Е., Минеев В. П., Исследование особенностей в сверхтекучем $He^3$ и жидких кристаллах методами гомотопической топологии, «ЖЭТФ», 1977, т. 72, в. 6, с. 2256; Паттерман С., Гидродинамика сверхтекучей жидкости, пер. с англ., М., 1978; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства *А*-фазы $He^3$, «УФН», 1984, т. 143, с. 73; Буньков Ю. М. и др., ЯМР-спектроскопия вращающегося сверхтекучего $He^3$, «УФН», 1984, т. 144, с. 141; Avenel O., Varoquax E., Josephson effect and phase slippage in superfluids, в кн.: Proceedings of the 18 International Conference on low temperature physics, pt 3, Invited Papers, Kyoto, 1987, p. 1798. *В. П. Минеев.*

**К. в. в сверхпроводниках II рода** — линейные особенности параметра порядка, существующие в сверхпроводниках II рода при значениях напряжённости внеш. магн. поля между ниж. критич. $H_{c1}$ и верх. критич. $H_{c2}$ полем (в смешанном состоянии сверхпроводника, А. А. Абрикосов, 1957).

В интервале $H_{c1} \leqslant H \leqslant H_{c2}$ внеш. магн. поле проникает в толщу сверхпроводника в виде тонких трубок — К. в., образующих двумерную решётку (см. *Решётка вихрей Абрикосова*). Существование смешанного состояния (т. е. принадлежность сверхпроводника к сверхпроводникам II рода) гарантируется условием $\varkappa > 1/\sqrt{2}$, где параметр Гинзбурга — Ландау $\varkappa = \delta/\xi$ есть отношение *глубины проникновения* $\delta$ магн. поля в сверхпроводник к длине *когерентности* $\xi$.

Параметр порядка равен нулю на оси К. в. и восстанавливается до равновесного значения без поля на расстоянии $\sim \xi$ от оси. Эта область наз. сердцевиной (кором) вихря. Вокруг оси К. в. циркулирует незатухающий сверхпроводящий ток, исчезающий на расстоянии $\sim \delta$ от оси вихря. Из условия минимума свободной энергии сверхпроводника следует, что вихревая нить всегда несёт один квант магн. потока $\Phi_0 = h/2e \approx 2{,}07 \cdot 10^{-15}$ Вб, т. к. энергия вихревой нити на единицу длины есть $(n\Phi_0/4\pi\delta)^2 \ln(C\delta/\xi)$, и нить с двумя квантами ($n=2$) имеет вдвое бо́льшую энергию, чем две нити с одним квантом потока ($n=1$). Образование решётки из К. в. обусловлено их взаимным отталкиванием. С существованием К. в. связана характерная линейная температурная зависимость теплоёмкости сверхпроводников II рода при низких темп-рах.

При неподвижной решётке К. в. электрич. сопротивление у сверхпроводников II рода отсутствует. Движение К. в. в скрещенных магн. и электрич. полях, сопровождающееся диссипацией энергии, приводит к появлению электрич. сопротивления. Значение критич. тока, выше к-рого появляется электрич. сопротивление, определяется силой зацепления (пиннинга) К. в. на неоднородностях кристаллич. решётки (дислокациях, примесях и др.) сверхпроводника.

Непосредств. наблюдение К. в. было впервые осуществлено методами *магнитной нейтронографии* (1964), позднее (1967) для наблюдения картины выхода вихревой структуры на поверхность сверхпроводников II рода были использованы тонкие ферромагн. порошки (с диаметром частиц $\approx 4$ нм).

*Лит.:* Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Горьков Л. П., Копнин Н. Б., Движение вихрей и электросопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле, «УФН», 1975, т. 116, с. 413; Тинкхам М., Введение в сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1980; Larkin A. I., Ovchinnikov Ju. N., «Physica», 1984, v. 126 B+C, p. 187; Thuneberg E. V., Kurkijärvi T., Rainer D., «Phys. Rev. B», 1984, v. 29, p. 3913; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987. *В. П. Минеев.*

**КВА́НТОВАЯ ДИФФУЗИЯ** — диффузия частиц или точечных *дефектов* (вакансий, примесных и междоузельных атомов) в твёрдых телах, обусловленная подбарьерными когерентными туннельными переходами. Обычная *диффузия* точечных дефектов происходит в результате надбарьерных термоактивац. переходов через потенц. барьеры, разделяющие равновесные положения частиц или дефектов в кристаллич. решётке; при этом коэф. диффузии экспоненциально убывает с понижением темп-ры $T$ и подчиняется закону Аррениуса. В случае К. д. экспоненциальные температурные множители отсутствуют и могут возникнуть степенны[е тем]пературные зависимости коэф. К. д. $D_{кв}$.

К. д. наблюдается в *квантовых кристаллах*. К[...] классич. вероятность подбарьерного туннелиро[вания] (см. *Туннельный эффект*)

$$w \sim \exp\left(-\frac{1}{\Lambda}\right).$$

Показатель экспоненты определяется отношением [ам]плитуды *нулевых колебаний* $a_0$ частиц к межатом[ному] расстоянию $a$: $\Lambda \sim (\hbar/a)(\mathcal{E}m)^{-1/2} \sim a_0^2/a^2$ — т. н. параметр Де Бура, $\mathcal{E}$ — энергия частиц масс[ы $m$]. Скорость туннелирования частиц

$$v \sim w\hbar/ma,$$

туннельная частота

$$\omega_0 = w\hbar/ma^2.$$

Заметная вероятность туннелирования точечных [де]фектов, приводящая к большой величине $D_{кв}$, означ[ает] квантовую делокализацию точечных дефектов в кв[ан]товых кристаллах. Эти делокализованные дефекты [(*ва*]*кансион*, *дефектон*, *примесон*) по своим свойствам а[на]логичны др. *квазичастицам* в твёрдых телах, при[чём] для них ширина энергетич. зоны $\Delta \sim \hbar\omega_0 \sim w\hbar/m[a^2]$.

Коэф. $D_{кв} \sim vl \sim (\Delta a/\hbar)l$ дефектонов опреде[ля]ется длиной их свободного пробега $l$, к-рая ограни[чен]а либо их столкновениями с др. квазичастицами и структурными дефектами кристалла, либо взаимод[ей]ствием дефектонов друг с другом. При рассеянии [на] фононах могут наблюдаться аномальные температур[ные] зависимости $D_{кв}$: напр., при понижении $T$ величи[на] $D_{кв}$ может даже возрастать $\sim T^{-9}$. Др. особеннос[ть] К. д., связанная с малой величиной $\Delta$, — высокая ч[ув]ствительность к степени однородности кристалл[а]. Внеш. сила $F$ приводит к локализации дефектона [в] размерах порядка $\Delta/F$. Т. к. точечные дефекты [—] источники медленно спадающих с ростом расстояни[я] внутр. напряжений, то даже при сравнительно мал[ой] концентрации узкозонных дефектонов взаимодейств[ие] между ними приводит к «запиранию» К. д.

К. д. наблюдается для лёгких примесных части[ц] (атомов H или *мюонов*) в металлах, а также для раз[ных] точечных дефектов в *гелии твёрдом* (вакансий, изотопи[ческих] примесей, перегибов на дислокациях, дефектов поверх[ности]). В последнем случае К. д. существенна дл[я] объяснения *кристаллизационных волн*. Для нек-ры[х] точечных дефектов К. д. происходит только вдол[ь] определ. осей или плоскостей кристалла, а диффузи[я] вдоль остальных направлений является чисто класси[]ческой. К. д. приводит также к особенностям внутр[енне]го трения в квантовых кристаллах.

Наиб. подробно К. д. изучена для примеси $^3He$ [в] кристаллах $^4He$. Обнаружены возрастание $D_{кв}$ с пони[]жением $T$, не зависящий от темп-ры режим ($D_{кв}$ зада[]ётся только концентрацией $^3He$), режим «запирания» К. д. (примесоны $^3He$ локализованы вследствие сильного в масштабах $\Delta$ взаимодействия).

*Лит.:* Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251; Веркин Б. И., Квантовые кристаллы и квантовая диффузия, «Природа», 1978, № 12; Andreev A. F., Defects and surface phenomena in quantum crystals, в кн.: Quantum theory of solids, ed. by I. M. Lifshits, Moscow, 1982, p. 11. *А. Э. Мейерович.*

**КВА́НТОВАЯ ЖИ́ДКОСТЬ** — жидкость, на свойства к-рой существ. влияние оказывают квантовые эффекты в поведении составляющих её частиц. Квантовые эффекты становятся существенными при очень низких темп-рах, когда *волна де Бройля* частиц, отвечающая их тепловому движению, становится сравнимой с расстоянием между ними и происходит квантовое вырождение жидкости. С понижением темп-ры роль квантовых эффектов увеличивается, и при достаточно низкой темп-ре любая жидкость должна была бы стать квантовой. Однако подавляющее большинство обычных жидкостей затвердевает раньше, чем квантовые эффекты начинают вального прибора $Y=1$. Высокочувствительным считается прибор с $Y=0{,}1\div0{,}4$. К. в. зависит от способа регистрации частиц (фотоэлектронная эмиссия, люминесценция и т. д.), состояния и свойств приёмника, энергии частиц. Напр., для фотоэлектронного прибора соотношение между спектральной чувствительностью $S_\lambda$[а/Вт] на длине волны $\lambda$ [мкм] и квантовым выходом $Y$ [электрон/фотон]

$$Y=\frac{hc}{e\lambda}S\lambda=1{,}242\frac{S_\lambda}{\lambda}.$$

*А. П. Шевелько.*

**КВАНТОВЫЙ ГАЗ** — разреженный газ, состоящий из частиц, де-бройлевская длина волны к-рых намного превышает их радиус взаимодействия. Условие разреженности газа $N|a^3|\ll1$ ($N$ — число частиц в единице объёма, $a$ — *длина рассеяния* частиц, характеризующая их радиус взаимодействия) означает, что К. г. является почти идеальным газом с распределением частиц по энергиям, близким к даваемому *Бозе—Эйнштейна статистикой* или *Ферми—Дирака статистикой* в зависимости от спина частиц. Де-бройлевская длина волны $\Lambda\sim\hbar/(m\mathcal{E})^{1/2}$ ($\mathcal{E}$ — характерная энергия частиц массы $m$), поэтому условие $\Lambda\gg|a|$ ведёт к след. ограничению на темп-ру $T$ К. г.:

$$kT\ll\frac{\hbar^2}{ma^2}=kT_*. \qquad (*)$$

Условие (*) является наименее жёстким для изотопов He или H, для к-рых $T_*=\hbar^2/ma^2k\sim1$К. Для более тяжёлых элементов условие (*) ограничивает не только темп-ру, но и плотность К. г., поскольку темп-ра $T$ должна превосходить темп-ру конденсации газа, что возможно только при малой плотности. Понятие К. г. используют также для газа электронов или квазичастиц твёрдого тела. О неидеальных К. г. см. *Бозе-газ, Ферми-газ, Квантовая жидкость.*

Свойства К. г. зависят от степени его вырождения. *Вырождения температура* $T_0$ зависит от плотности газа, $T_0\sim\hbar^2N^{2/3}/mk=T_*a^2N^{2/3}$. При $T\gg T_0$ газ является невырожденным и распределение частиц по энергиям (скоростям) описывается *Больцмана распределением* (*Максвелла распределением*). При этом связанные с неидеальностью К. г. поправки к термодинамич. характеристикам обычного классич. идеального газа (т. е. его вириальные коэффициенты; см. *Вириальное разложение*) определяются разложением по малой величине $Na^3$. В случае $T\ll T_0$ К. г. попадает в область квантового вырождения и представляет собой в зависимости от статистики частиц слабо неидеальный вырожденный ферми- или бозе-газ. В этом случае $\mathcal{E}\sim kT_0$ и условие $\Lambda\gg|a|$ сводится к условию $T\ll T_0\ll T_*$, причём неравенство $T_0\ll T_*$ фактически эквивалентно условию разреженности газа $N^{1/3}|a|\ll1$. При $T\gg T_0$ свойства ферми- и бозе-газов во многом сходны между собой, свойства же вырожденных К. г. принципиально различаются.

**Ферми-газ.** В вырожденном газе фермионов при $T\ll T_0$ зависимость характеристик газа от темп-ры определяется разложением по $T/T_0$, а учёт неидеальности сводится к разложению по параметру $N^{1/3}a$. При $T=0$ частицы К. г. фермионов заполняют в импульсном пространстве ферми-сферу радиуса $p_F=\hbar(6\pi^2N/g)^{1/3}$, $g=2S+1$ ($S$ — спин частиц), наз. фермиевским импульсом. В гл. приближении по плотности (без поправок на неидеальность газа) граничная энергия Ферми, $\varepsilon_F=p_F^2/2m$, совпадает с темп-рой вырождения, $\varepsilon_F=kT_0$. Для частиц с определ. значением проекции спина $\sigma$ ф-ция распределения $n_\sigma$ по импульсам $p$ (энергиям $\varepsilon$) имеет вид т. н. фермиевской ступеньки и равна $n_\sigma(p)=1\,[n_\sigma(\varepsilon)=1]$ при $p<p_F\,(\varepsilon<\varepsilon_F)$ и $n_\sigma(p)=0\,[n_\sigma(\varepsilon)=0]$ при $p>p_F\,(\varepsilon>\varepsilon_F)$. При $0<T\ll T_0$ вид ф-ции распределения практически сохраняется, но появляется узкая переходная область ширины $kT$ вблизи граничной энергии $\varepsilon\sim\varepsilon_F$ (область размытия ступеньки), в к-рой ф-ция распределения плавно меняется от 1 до 0. *Уравнение состояния* вырожденного идеального ферми-газа при $T=0$ имеет вид $P=(6\pi^2/g)^{2/3}\hbar^2N^{5/3}/5m$, где $P$ — давление газа. Уд. теплоёмкость такого газа при $T\to0$ линейна по темп-ре, $C=(\pi g/6)^{2/3}m\hbar^{-2}N^{1/3}k^2T+\ldots$, причём отброшены члены $\sim(T/T_0)^3$. Учёт взаимодействия (неидеальности газа) приводит в этом выражении к замене массы частиц $m$ на эфф. массу $m^*$, отличающуюся от $m$ малыми поправками $\sim N^{2/3}a^2$. Магн. восприимчивость вырожденного ферми-газа практически не зависит от темп-ры (см. *Паули парамагнетизм, Ландау диамагнетизм*). Если ср. энергия частиц сравнима с $mc^2$ ($c$ — скорость света), существенны релятивистские эффекты. В ультрарелятивистском случае энергия частицы пропорц. импульсу: $\varepsilon=cp$, тогда ур-ние состояния газа имеет вид $P=(6\pi^2/g)^{1/3}\hbar cN^{4/3}/4$, а его уд. теплоёмкость равна $C=(g\pi^4/6)^{1/3}N^{2/3}k^2T/3c\hbar$.

Принципиальной особенностью вырожденных ферми-систем, в т. ч. и ферми-газа, является возможность распространения слабозатухающих высокочастотных колебаний с $\omega\tau\gg1$ ($\omega$ — частота колебаний, $\tau$ — характерное время релаксации). При $a>0$ в газе может распространяться *нулевой звук* [колебания ф-ции распределения частиц $\mathrm{Sp}_\sigma n_\sigma(p)$], а при $a<0$ — *спиновые волны* [колебания распределения спиновой плотности $\mathrm{Sp}_\sigma \sigma n_\sigma(p)$]. Скорость распространения $u$ таких волн в разреженном вырожденном ферми-газе близка к фермиевской скорости $v_F=p_F/m$. Эксперим. наблюдение этих колебаний в разреженном газе, вследствие сильного *Ландау затухания*, возможно только при крайне низких темп-рах. При $T<T_c\sim T_0\exp(-\pi\hbar/2p_F|a|)$ вырожденный ферми-газ с притяжением между частицами ($a<0$) неустойчив по отношению к спариванию (см. *Купера эффект*), что ведёт к *сверхтекучести* (*сверхпроводимости*) системы.

**Бозе-газ.** Вырожденный бозе-газ с притяжением между частицами всегда неустойчив и существовать не может, поскольку для него не выполняется условие термодинамич. устойчивости системы $\partial P/\partial V<0$, где $V$ — объём. При $T<T_0$ происходит *Бозе—Эйнштейна конденсация*: в газе появляется макроскопически большое число частиц с нулевой энергией ($\varepsilon=0$). Это явление, тесно связанное с явлением сверхтекучести, по-видимому, можно наблюдать в газе экситонов, в газе атомов $^4$He, адсорбированных на пористом стекле и в спинополяризованном атомарном водороде.

**Спиновая поляризация газов.** В К. г. возможны макроскопич. квантовые явления при любой степени вырождения, особенно ярко проявляющиеся при спиновой поляризации, когда концентрации частиц с разл. проекциями спина различны, напр. вследствие включения магн. поля. К подобным квантовым явлениям относятся магнитокинетич. эффекты и возможность распространения спиновых волн в спинополяризованных К. г. Магнитокинетич. эффекты соответствуют практически неогранич. росту длины свободного пробега и кинетич. коэф. (напр., вязкости и теплопроводности) в разреженном газе фермионов при спиновой поляризации газа. Это — макроскопич. проявление принципа Паули и квантовомеханич. тождественности частиц. Условие $\Lambda\gg|a|$ означает, что характерные скорости частиц газа малы, а их рассеяние друг на друга сводится, согласно квантовой теории рассеяния, в основном к $s$-рассеянию (рассеянию с нулевым орбитальным моментом относительного движения частиц). Для $s$-рассеяния тождеств. частиц существенны только столкновения частиц с чётным суммарным спином. При спиновой поляризации частиц со спином $S$ всё большее число частиц оказывается в состоянии с проекцией спина $+S$ и не даёт вклада в $s$-рассеяние при столкновениях между собой ($2S$ для фермионов нечётное число). Это и приводит к увеличению эфф. длины свободного пробега в К. г. фермионов. В К. г. бозонов такие эффекты отсутствуют, т. к. в этом случае число $2S$ чётно.

В спиновополяризованных К. г. при любых степенях вырождения (в т. ч. и в больцмановской температурной области $T_0 \ll T \ll T_*$) и при любой статистике частиц могут распространяться поперечные спиновые волны (колебания компоненты магн. момента, перпендикулярной направлению равновесной намагниченности) с квадратичным законом дисперсии $\omega \sim k^2$ ($\omega$ — частота, $k$ — волновой вектор). Эти колебания аналогичны спиновым волнам в спиновополяризованных вырожденных ферми-жидкостях (металлах) и связаны с существованием корреляций, обусловленных большой длиной волны частиц К. г. Для К. г. фермионов со спином $^1/_2$ спектр спиновых волн при любой степени вырождения имеет вид

$$\omega = 2\beta H + \frac{\tau k^2}{3} \cdot \frac{\Omega\tau - i}{\Omega^2\tau^2 + 1} \cdot \frac{\langle v^2\rangle_+ N_+ - \langle v^2\rangle_- N_-}{N_+ - N_-}$$

при условии $(\omega - 2\beta H) \ll \Omega$ при произвольном $\omega\tau$. Здесь $H$ — напряжённость магн. поля, $\beta$ — магн. момент частиц, $N_\pm$ и $\langle v^2\rangle_\pm$ — концентрация и ср. квадрат скорости частиц с проекцией спина $\pm ^1/_2$, $\Omega = -4\pi a(\hbar/m)(N_+ - N_-)$. Спиновые волны являются слабозатухающими при $\Omega\tau \gg 1$. Такие спиновые волны были недавно обнаружены как в газах фермионов (газ $^3$He, слабый раствор $^3$He в сверхтекучем $^4$He), так и в К. г. бозонов (спиновополяризованном атомарном Н) при разл. степенях квантового вырождения.

*Лит.:* Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в больцмановских газах, «УФН», 1986, т. 148, с. 433.

*А. Э. Мейерович.*

**КВА́НТОВЫЙ ГЕНЕРА́ТОР** — устройство, генерирующее эл.-магн. излучение за счёт вынужденного испускания фотонов ансамблем микрочастиц. При термодинамич. равновесии системы микрочастиц, взаимодействующей с эл.-магн. полем, вынужденное испускание фотонов много меньше поглощения их частицами. В этом случае вынужденное испускание, играя принципиальную роль в обеспечении термодинамич. равновесия, не может привести к генерации. Для генерации необходимо обеспечить *инверсию населённостей* двух энергетич. уровней частиц.

К. г. был предложен и реализован в 1954 независимо двумя группами радиофизиков [Н. Г. Басов и А. М. Прохоров и Ч. Таунс (Ch. H. Townes) с сотрудниками], работавших в области *радиоспектроскопии*. Они показали, что для создания К. г. необходимо объединить ансамбль микрочастиц (рабочее вещество) с элементом положит. обратной связи и обеспечить инверсию населённостей рабочих энергетич. уровней ансамбля микрочастиц. Они практически одновременно создали одинаковые К. г., в к-рых рабочим веществом служил пучок молекул $NH_3$, элементом обратной связи — объёмный резонатор, а инверсия населённостей достигалась сортировкой молекул по энергии (*молекулярный генератор*).

К. г. радиодиапазона (м а з е р ы) обладают наивысшей стабильностью, достигаемой в этом диапазоне, и применяются гл. обр. в качестве стандартов частоты (см. *Водородный генератор*, *Квантовые стандарты частоты*).

В 1960 были созданы К. г. оптич. диапазона — *лазеры*, работавшие на кристалле рубина Т. Мейман (Th. Maiman) и на атомах Ne в газовой смеси He+Ne при пониженном давлении А. Джаван (A. Javan). В обоих случаях обратная связь осуществлялась при помощи открытого резонатора, а инверсия населённостей рабочих уровней системы частиц обеспечивалась в случае рубина оптич. накачкой (см. *Твердотельный лазер*), в случае He+Ne — электрич. разрядом (см. *[Газо]разрядные лазеры*).

Диапазон волн, излучаемых К. г., ограничен ра[дио]диапазоном со стороны длинных радиоволн и ди[апа]зоном мягкого рентг. излучения с коротковолн[овой] стороны. Для получения более коротковолно[вого] когерентного излучения К. г. оптич. диапазона с[набжают] умножителями частоты (см. *Нелинейная опт[ика]*, *Параметрический генератор света*). Наряду с К[. г.], излучающими фиксированные частоты, определяем[ые] узкими энергетич. уровнями микрочастиц, соз[даны] К. г., излучение к-рых может перестраиваться [по] частоте (*лазеры на красителях*, на *F*-центрах и [др.]). Особым классом К. г. являются лазеры на вын[уж]денных рассеяниях разл. типов (см., напр., *Комб[инационный] лазер*) и др. К. г. — преобразователи, в к[-рых] применяются разл. нелинейные эффекты, возникаю[щие] при большой плотности излучения первичных [...]

*Лит.* см. при статьях *Квантовая электроника*, *Лазер*.

*М. Е. Жаботинс[кий]*

**КВА́НТОВЫЙ ГИРОСКО́П** — собирательный тер[мин] для приборов квантовой электроники, служащих [для] обнаружения и определения величины и знака угл[овой] скорости вращения или угла поворота относител[ьно] инерциальной системы отсчёта. В основу дейст[вия] К. г. положены гироскопич. свойства частиц [и] волн — атомных ядер, электронов, фотонов, фон[онов] и т. д. Эти свойства могут быть обусловлены как [спи]новыми и орбитальными моментами микрочастиц, [так] и зависимостью времени отхода замкнутого конт[ура] (интерферометра или резонатора), встречными св[ето]выми или поверхностными акустическими, магнитн[ыми] волнами от скорости и направления вращения конт[ура]. Полезный сигнал, пропорциональный скорости [вра]щения, возникает или за счёт прецессии механи[ческих] магнитных моментов микрочастиц, или за счёт [воз]никновения разности фаз или частот между вст[речн]ыми волнами во вращающемся контуре.

В навигации используются *лазерные гироско[пы]*, разрабатываются *волоконно-оптические гироскопы* [и] *ядерные гироскопы*. Ведутся исследования электрон[ных, ио]нных, радиоизотропных, джозефсоновских и [др.] К. г.

*Лит.:* Малеев П. И., Новые типы гироскопов, 1971; Ньюбург и др., Кольцевые интерферометры [на] акустических и магнитных поверхностных волнах для датч[иков] скорости вращения, «ТИИЭР», 1974, т. 62, № 12, с. 6; [Ли]харев К. К., Ульрих Б. Т., Системы с джозефсо[нов]скими контактами, М., 1978; Курицки М. М., Го[л]стайн М. С. (ред.), Инерциальная навигация, «ТИИ[ЭР»], 1983, т. 71, № 10, с. 47; Шереметьев А. Г., Воло[кон]ный оптический гироскоп, М., 1987.

*Н. В. Кравцов, А. Н. Ше[...]*

**КВА́НТОВЫЙ ДЕФЕ́КТ** — величина, характериз[ую]щая отличие энергии электрона в атоме от энер[гии] электрона с тем же квантовым числом $n$ в водород[опо]добном атоме. Введён Ю. Р. Ридбергом (J. R. Rydb[erg]) для описания *спектральных серий* атомов щелочн[ых] металлов простыми универсальными ф-лами, анало[гич]ными ф-лам для спектральных серий атома водор[ода]. К. д. иногда наз. п о п р а в к о й Р и д б е р г а.

Уровни энергии $\mathcal{E}_{nl}$ атомов щелочных метал[лов] (и щелочноподобных ионов) с одним и тем же ор[би]тальным квантовым числом $l$ с хорошей точнос[тью] можно описать ф-лой

$$\mathcal{E}_{nl} = -\frac{z^2 Ry}{(n-\Delta)^2},$$

где $z$ — зарядовое число атомного остатка, т. е. в[сей] атомной системы, за исключением валентного эле[кт]рона (или спектроскопич. символ иона), $Ry = me^4/2\hbar^2$ — *Ридберга постоянная*. Величина К. д. $\Delta$ слабо зави[сит] от $n$ и быстро убывает с ростом $l$.

Метод, основанный на введении К. д., теоретиче[ски] обоснован для атомных и молекулярных *ридбергов[ских] состояний*: ридберговские состояния электрона мож[но] описывать с помощью аналитич. ф-ций энергии. Б[ла]годаря этому метод К. д. находит широкое примене[...]

в теории фотоионизации атомов и молекул и в теории электронно-атомных столкновений.

*Лит.:* Seaton M. J., Quantum defect theory, «Repts Progr. Phys.», 1983, v. 46, p. 167. *Е. А. Юков.*

**КВАНТОВЫЙ КРИСТАЛЛ** — кристалл, в к-ром амплитуда *нулевых колебаний* $a_0$ частиц, образующих кристаллич. решётку, сравнима с межатомным расстоянием $a$, что приводит к заметной вероятности когерентных туннельных перемещений и перестановок частиц в осн. состоянии. Степень «квантовости» кристалла можно характеризовать по значению т. н. параметра де Бура:

$$\Lambda \sim (\hbar/a)/(m\mathscr{E})^{1/2} \sim (a_0/a)^2, \qquad (1)$$

величина к-рого растёт с уменьшением массы $m$ частиц и энергии их взаимодействия $\mathscr{E}$. Наиб. значения $\Lambda$ достигает для кристаллов $^3He$ ($\Lambda \sim 0,5$); $^4He$ (0,4); $H_2$(0,3), Ne(0,1).

В обычных кристаллах частицы, образующие решётку, при низких темп-рах локализованы, их движение сводится к малым колебаниям около положений равновесия (узлов кристаллич. решётки). В К. к. большая амплитуда нулевых колебаний приводит к квантовой делокализации частиц: частицы могут совершать когерентные подбарьерные переходы (см. *Туннельный эффект*) на соседние узлы кристаллич. решётки и меняться местами. Вероятность туннелирования частиц $w$ экспоненциально растёт с увеличением $\Lambda$:

$$w \sim \exp(-1/\Lambda).$$

В результате в К. к. исчезает возможность отождествления между частицами и узлами решётки и начинают проявляться эффекты квантовомеханич. тождественности частиц, в т. ч. *обменное взаимодействие.* Кроме того, возникают большие корреляц. эффекты, связанные с возможными когерентными перестановками большого числа частиц в осн. состоянии. Так, в твёрдом $^3He$ антиферромагн. упорядочение кристалла при низких темп-рах (см. *Гелий твёрдый*) во многом определяется 3- и 4-частичными обменными процессами ($^3He$ — уникальный пример ядерного магнетика — электронный спин атомов $^3He$ равен 0; в обычных кристаллах обменное взаимодействие, как правило, является двухчастичным). Необходимость учёта сильных многочастичных корреляций усложняет расчёты параметров осн. состояния К. к.

Отсутствие отождествления частиц и узлов решётки означает также, что в К. к. снимается требование равенства в осн. состоянии числа частиц и узлов решётки, т. е. в К. к. могут существовать нулевые вакансии. Равновесная концентрация вакансий в К. к. при $T=0$ К может оказаться отличной от 0 (в обычных кристаллах равновесная концентрация вакансий при уменьшении $T$ экспоненциально $\to 0$). Наличие нулевых вакансий могло бы привести к *сверхтекучести* К. к. и к возможности бездиссипативного течения кристалла при неподвижной кристаллич. решётке.

Т. к. частицы К. к. тождественны, то непосредственно наблюдать квантовую делокализацию частиц в осн. состоянии трудно. Положение меняется, если в К. к. имеются точечные *дефекты* (вакансии, примесные атомы, междоузельные атомы, перегибы на дислокациях и пр.). В этом случае делокализация частиц К. к. означает также и делокализацию точечных дефектов, превращающихся в своеобразные квазичастицы — *дефектоны*, практически свободно двигающиеся через кристалл. Свойства дефектонов аналогичны свойствам др. квазичастиц в твёрдых телах, а ширина энергетической зоны дефектонов $\Delta \sim w\hbar^2/ma^2$ (см. также *Вакансион*, *Примесон*). Зонное движение дефектонов в К. к. проявляется в *квантовой диффузии* и в особенностях *внутреннего трения*. Делокализация поверхностных дефектов К. к. обусловливает возможность распространения вдоль границы раздела фаз *квантовая жидкость* — К. к. *кристаллизационных волн*, а также существование специфич. квантового атомно-шероховатого состояния поверхности раздела.

Кроме перечисленных выше кристаллов к К. к. иногда относят также растворы водорода в тяжёлых металлах. Такие кристаллы являются квантовыми по отношению к лёгким частицам и классическими по отношению к тяжёлым атомам. Кроме того, к К. к. относят гипотетич. кристаллы, состоящие не из атомов или молекул, а из электронов, *экситонов* и т. п. (см. *Вигнеровский кристалл*).

*Лит.* см. при статьях *Квантовая диффузия*, *Гелий твёрдый*. *А. Э. Мейерович.*

**КВАНТОВЫЙ МАГНИТОМЕТР** (тесламетр) — прибор для измерения слабых магн. полей, основанный на определении частоты квантового перехода парамагн. частиц с одного зеемановского подуровня на другой. Разность энергий между зеемановскими подуровнями пропорц. напряжённости магн. поля $H$ (см. *Зеемана эффект*). К. м. обладает высокой чувствительностью, постоянной в широком диапазоне ср. и малых значений $H$. Применяется для магн. разведки полезных ископаемых, исследования магн. поля Земли и др. планет Солнечной системы и межпланетного пространства, а также для биомагн. исследований и др.

**Принцип работы.** В наиб. распространённом К. м. частота перехода $\omega$ между выбранными подуровнями определяется по резонансному поглощению эл.-магн. излучения. Т. к. разность энергий $\Delta\mathscr{E}$ между магн. подуровнями в равновесном состоянии мала ($\Delta\mathscr{E}=\hbar\omega$, по частоте $\omega$ соответствует радиодиапазону), то населённости этих уровней близки. Поэтому измерение $\Delta\mathscr{E}$ затруднительно. Для достижения высокой чувствительности необходимо нарушить равновесное состояние системы путём магн. поляризации вещества, т. е. увеличить разность населённостей для выбранных подуровней. Существует неск. способов магн. поляризации вещества, напр. наложение сильного дополнит. магн. поля (ядерно-прецессионный или протонный К. м.) или воздействие на систему световым излучением резонансной частоты (К. м. с оптич. накачкой). В основе действия и тех и других лежит явление *магнитного резонанса*.

Существуют также К. м. нерезонансного типа, основанные на оптич. ориентации атомов и использовании явления пересечения или антипересечения магн. подуровней в слабом магн. поле (магнитометр Ханле), и на *Джозефсона эффекте* (см. *Сквид*).

**Протонный К. м.** основан на прецессии протонов в магн. поле. В отсутствие внеш. магн. поля магн. моменты отд. протонов ориентированы хаотично. Внеш. подмагничивающее поле $\boldsymbol{H}_п$ ориентирует протоны в направлении $\boldsymbol{H}_п$. В результате вещество приобретает макроскопич. ядерную парамагн. намагниченность, вектор к-рой $\boldsymbol{M}$ после выключения $\boldsymbol{H}_п$ прецессирует вокруг $\boldsymbol{H}$ с частотой

$$\omega_0 = \gamma_{яд} H,$$

где $\gamma_{яд}$ — гиромагн. отношение протона. Т. к. $\gamma_{яд}$ известно с большой точностью, то $H$ определяется измерением $\omega_0$ также с высокой точностью.

В протонных К. м. сосуд с богатой протонами жидкостью (спирт, вода, керосин и др.) помещают внутрь катушки, создающей поле $H_п \sim 10$ мТл, обеспечивающее необходимую поляризацию вещества и направленное приблизительно перпендикулярно измеряемому полю $\boldsymbol{H}$. Т. к. вещество находится под действием двух полей — слабого измеряемого $\boldsymbol{H}$ и поляризующего $\boldsymbol{H}_п$, то прецессия вектора ядерной намагниченности происходит вокруг вектора суммарного поля $\boldsymbol{H}+\boldsymbol{H}_п$. Если затем поле $\boldsymbol{H}_п$ быстро выключить, вектор намагниченности будет прецессировать с частотой $\omega_0=\gamma_{яд}H$ вокруг $\boldsymbol{H}$ (затухающая свободная прецессия). Для измерения частоты прецессии индукционную катушку

Описание качественных и количественных свойств К. п. невозможно в рамках традиционных в ядерной физике представлений о внутр. движении нуклонов и многократном рассеянии налетающей частицы нуклонами ядра (напр., в области $x \geq 1{,}5$ эти механизмы дают сечение на неск. порядков меньше экспериментального) и требует гипотезы о наличии в ядрах, наряду с нуклонами, плотных *многокварковых состояний* ($6q$, $9q$, $12q$ и т. д.) ядерной материи (или малонуклонных корреляций) с размерами порядка размеров нуклона. Предполагают, что ядра являются гетерофазными системами — представляют собой смесь двух фаз адронной материи: нуклонной и *кварк-глюонной плазмы*. Однако природа таких образований и механизм рождения кумулятивных частиц недостаточно ясны. В частности, неясно, создаются ли эти образования налетающим на ядро адроном или постоянно образуются и распадаются в ядре в результате флуктуаций плотности ядерной материи (т. н. *флуктоны* Блохинцева). Однозначный ответ на этот вопрос может быть получен из опытов по глубоко неупругому рассеянию лептонов на ядрах в области $x > 1$. Предварительные результаты таких экспериментов свидетельствуют в пользу второй возможности.

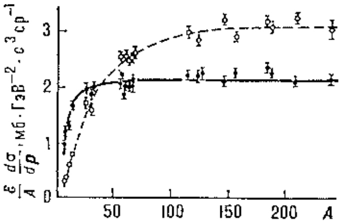



Рис. 4. Зависимость от массового числа $A$ инвариантных сечений кумулятивных процессов рождения протона (пунктирная кривая) и $\pi^-$-мезона (сплошная кривая; сечение умножено на 100) с импульсом 0,5 ГэВ/с под углом 180°. Выход на постоянное значение для тяжёлых ядер соответствует пропорциональности сечения массовому числу. Более сильная зависимость от $A$ для лёгких и средних ядер связана, по-видимому, с конечностью объёма ядра.

К. п. являются одним из предметов изучения *релятивистской ядерной физики*, лежащей на стыке физики ядра и физики элементарных частиц. Дальнейшее их тщательное исследование может, по-видимому, прояснить природу *удержания цвета*.

*Лит.:* Балдин А. М., Физика релятивистских ядер, «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, с. 429; Ставинский В. С., Предельная фрагментация ядер — кумулятивный эффект (эксперимент), там же, 1979, т. 10, с. 949; Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л., Рассеяние частиц высокой энергии как метод исследования малонуклонных корреляций в дейтоне и ядрах, там же, 1980, т. 11, с. 571; Ефремов А. В., Кварк-партонная картина кумулятивного рождения, там же, 1982, т. 13, с. 613.

*А. В. Ефремов.*

**КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ** (кумуляция) (от ср.-век. лат. cumulatio — скопление) — существенное увеличение действия *взрыва* в к.-л. определённом направлении. Достигается приданием спец. формы зарядам взрывчатых веществ (ВВ). Обычно для этой цели заряды изготовляют с выемкой в противоположной от детонатора его части (рис. ). При инициировании взрыва сходящийся поток продуктов детонации формируется в высокоскоростную кумулятивную струю, причём К. э. увеличивается при облицовке выемки слоем металла

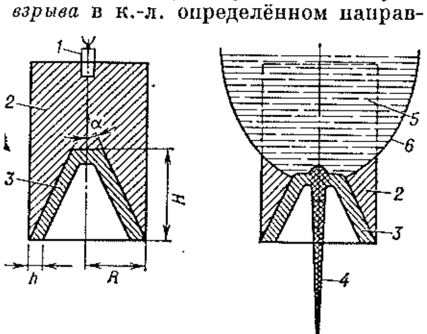



Схема заряда с выемкой конической формы и образование кумулятивной струи: *1* — детонатор; *2* — взрывчатое вещество; *3* — металлическая облицовка; *4* — кумулятивная струя; *5* — продукты взрыва; *6* — фронт детонационной волны.

(толщиной 1—2 мм). Скорость струи металла достигает 10—15 км/с. По сравнению с расширяющимися продуктами детонации обычных зарядов в сходящемся потоке продуктов кумулятивного заряда давление и плотности вещества и энергии значительно выше, что обеспечивает направленное действие взрыва и высокую пробивную силу кумулятивной струи.

Теория К. э. позволяет рассчитать параметры струи и макс. глубину её проникновения в преграду. В общепринятой гидродинамич. теории К. э. для материала оболочки и преграды используют модель *идеальной жидкости*. Возможность такого приближения обоснована тем, что при высоких (до 10 ГПа) давлениях, возникающих при К. э., упругие силы на два порядка меньше инерционных. В предположении бесконечной скорости детонации (действие взрывчатого вещества сводится к обжатию металлич. конуса, см. рис., продуктами взрыва со скоростью $V$) гидродинамич. теория для массы $m$, радиуса $r$, длины $l$ и скорости $v$ кумулятивной струи приводит к след. выражениям:

$$m = 2M \sin^2(\alpha/2), \quad r = \sqrt{2hR}\,\sin(\alpha/2),$$
$$l = H, \quad v = V\,\mathrm{ctg}\,(\alpha/2),$$

где $M$ — масса облицовки конуса. Макс. глубина проникновения струи в преграду $s = \sqrt{\rho_0/\rho_1}\,l$ ($\rho_0$ и $\rho_1$ — соответственно плотности облицовки и преграды) достигается при нек-ром оптим. удалении заряда от преграды, наз. фокусным расстоянием. Резкое падение пробивного действия при удалении заряда от преграды связано с неустойчивостью струи.

К. э. применяется в исследовательских целях (возможность достижения больших скоростей вещества — до 90 км/с) в горном деле, в военном деле (бронебойные снаряды).

*Лит.:* Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, 5 изд., М., 1987; их же, Проблемы гидродинамики и их математические модели, 2 изд., М., 1977; см. также лит. при ст. *Взрыв*.

*Б. В. Новожилов.*

**КУПЕРА ЭФФЕКТ** — образование связанных пар частиц в вырожденной системе фермионов при наличии сколь угодно слабого притяжения между ними. Решая *Шрёдингера уравнение* для двух частиц вырожденного ферми-газа (газа электронов), Л. Купер (L. Cooper, 1956) показал, что слабое притяжение между ними приводит к т. н. спариванию частиц, находящихся вблизи ферми-поверхности, т. е. к образованию связанных состояний двух частиц.

К. э. представляет собой основу микроскопич. теории *сверхпроводимости* (см. *Бардина — Купера — Шриффера модель*). В идеальном ферми-газе сверхпроводимость (т. е. сверхтекучесть системы заряж. частиц) невозможна; для появления сверхпроводимости необходимо, чтобы в энергетич. спектре фермиевских возбуждений над осн. состоянием возникла конечная энергетич. щель. Куперовское спаривание частиц с конечной *энергией связи* и приводит к формированию такой щели. Тем самым для ферми-систем со спариванием удовлетворяется критерий сверхтекучести Ландау.

В результате К. э. любая вырожденная ферми-система с притяжением между частицами должна обладать свойством сверхпроводимости (сверхтекучести). В реальных металлах взаимодействие между электронами складывается из экранированного (на больших расстояниях) кулоновского отталкивания и притяжения, вызванного возможностью обмена виртуальными фононами и обусловленного поляризацией кристалла вокруг электронов [Х. Фрёлих (H. Fröhlich), 1952]. Соотношение этих типов взаимодействия и определяет возможность сверхпроводимости в металле.

Для возникновения куперовского спаривания достаточно, чтобы в разложении в полином Лежандра амплитуды рассеяния фермионов друг на друге хотя бы один член разложения оказался отрицательным (притяжение на соответствующей гармонике). Куперовские пары обладают орбитальным моментом, равным номеру этой гармоники. Как правило, энергия связи пар и, соответственно, темп-ра сверхпроводящего перехода быстро убывают с ростом орбитального момента. Поэтому спаривание осуществляется с наименьшим допустимым значением момента. Суммарный спин пары равен нулю при чётном орбитальном моменте и единице при нечётном (т. е. пары являются *бозонами*). В большинстве известных сверхпроводников куперовские пары обладают нулевым орбитальным моментом (о существовании т. н. $d$-волновой сверхпроводимости см. *Органические сверхпроводники*). Интересным примером ферми-жидкости, в к-рой орбитальный момент пары равен единице, является сверхтекучий $^3$He. Обычно в осн. состоянии сверхтекучей системы импульс пары равен нулю, т. е. пары образуются из квазичастиц с противоположно направленными и равными между собой по абс. величине импульсами. Однако возможны и системы с ненулевым суммарным импульсом пары, что означало бы пространственную неоднородность сверхтекучей системы в осн. состоянии (см. *Гелий жидкий*).

*Лит.* см. в ст. *Бардина — Купера — Шриффера модель.*

*А. Э. Мейерович.*

**КУРЧАТО́ВИЙ** (Kurchatovium), Ku,— радиоакт. хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, получен искусственно, ат. номер 104. Относится к трансурановым элементам, из трансактиноидных элементов (расположен в периодич. системе первым после семейства *актиноидов*). Все известные изотопы К. (массовые числа 253—261) очень неустойчивы, наиб. долгоживущ $^{261}$Ku ($T_{1/2}$=65 с). Первый радионуклид К. $^{260}$Ku ($T_{1/2}$=0,1 с) получен Г. Н. Флёровым с сотрудниками в 1964 при облучении $^{242}$Pu ядрами $^{22}$Ne, затем ими же [и одноврем. Г. Сиборгом (G. Seaborg) с сотрудниками] получено несколько др. более устойчивых изотопов. Свойства К. исследованы слабо, т. к. он получен в ничтожно малых количествах. Возможная электронная конфигурация внешних оболочек атома К. $5s^2p^6d^{10}f^{14}6s^2p^6d^27s^2$. Энергия ионизации атома К. 5,1 эВ. По хим. свойствам К. отличается от актиноидов и является близким аналогом *гафния*, проявляет степень окисления +4. Назв. «К.» предложено сов. учёными (ИЮПАК не утверждено), в США этот элемент наз. резерфордием (символ Rf).

*С. С. Бердоносов.*

**КЭЛИ — КЛЕЙНА ПАРА́МЕТРЫ** — комплексные величины, с помощью к-рых можно определить положение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку. К.— К. п. $a$, $b$ связаны с углами Эйлера φ, ψ, θ зависимостями

$$a=\cos\frac{\theta}{2}\,e^{i(\varphi+\psi)/2},\quad b=i\sin\frac{\theta}{2}\,e^{-i(\varphi-\psi)/2},$$
$$-b^*=i\sin\frac{\theta}{2}\,e^{i(\varphi-\psi)/2},\quad a^*=\cos\frac{\theta}{2}\,e^{-i(\varphi+\psi)/2}$$

(* означает комплексное сопряжение), при этом $|a|^2+|b|^2=1$. В свою очередь, зная $a$ и $b$, можно определить углы φ, ψ, θ из равенства

$$\cos\theta=aa^*-bb^*,\quad \cos 2\varphi=\mathrm{Re}\,(-ab^*/ba^*),$$
$$\cos 2\psi=\mathrm{Re}\,(-ab/a^*b^*),$$

где Re — действит. часть комплексной величины.

К.— К. п. задают координаты в группе вращений трёхмерного пространства $SO(3)$. Их введение основано на связи между группой $SO(3)$ и группой $SU(2)$ унитарных матриц 2-го порядка с единичным определителем. Всякий действит. вектор $\boldsymbol{x}$ ($x_1$, $x_2$, $x_3$) можно представить эрмитовой матрицей

$$H\begin{pmatrix} x_3 & x_1+ix_2 \\ x_1-ix_2 & -x_3 \end{pmatrix}=x_1\sigma_1+x_2\sigma_2+x_3\sigma_3, \qquad (1)$$

где $\sigma_i$ — *Паули матрицы*. Для каждого вращения $\boldsymbol{x}'=\boldsymbol{A}\boldsymbol{x}$, описываемого углами Эйлера φ, ψ, θ, вектор $\boldsymbol{x}'$ представляется матрицей

$$H'=\tau(U)\,H=UHU^+=UHU^{-1},$$

где

$$U(\varphi,\,\psi,\,\theta)=\begin{pmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

значок «+» означает эрмитово сопряжение. При этом, в отличие от описания с помощью углов Эйлера, преобразования с использованием К.— К. п. можно перемножать, т. е. $\tau(U_1U_2)=\tau(U_1)\cdot\tau(U_2)$.

К. — К. п. $a$, $b$ однозначно определяют вращение $A$, но $a$, $b$ и $-a$, $-b$ описывают одно и то же вращение, что соответствует двухзначным (спинорным) представлениям группы вращений (см. *Вращений группа*, *Спинор*). Определение К.— К. п. в форме (1), (2) есть по существу представление элементов группы вращения $R^3$ через *кватернионы* с единичной нормой. Неявно такая связь прослеживается в работах А. Кэли (A. Cayley) в 1847, а точные соотношения появились в работах Ф. Клейна (F. Klein) в 1897.

К. — К. п. применяют при решении ряда кинематич. задач о движении тела с неподвижной точкой, в частности задачи о сложении последовательных конечных поворотов, для записи ур-ний, определяющих закон движения тела вокруг неподвижной точки, в более компактном виде и др.

*Лит.:* Голдстейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961; Синг Дж. Л., Классическая динамика, пер. с англ., М., 1963.

*М. И. Монастырский.*

**КЮРИ́** (Ки, Ci) — внесистемная единица активности нуклида в радиоакт. источнике (активности изотопа), равная активности изотопа, в к-ром за 1 с происходит 3,700·$10^{10}$ (точно) актов распада; назв. в честь Пьера Кюри (P. Curie) и Марии Склодовской-Кюри (M. Skłodowska-Curie):

1 Ки=3,700·$10^{10}$ Бк (*беккерелей*).

**КЮРИ́ ЗАКО́Н** — температурная зависимость *магнитной восприимчивости* χ парамагнетиков вида

$$\chi=C/T, \qquad (1)$$

где $C$ — постоянная Кюри, $T$ — темп-ра.

К. з. подчиняются только те парамагнетики, в к-рых существуют ионы или молекулы, обладающие отличным от нуля *магнитным моментом*. Закон открыт П. Кюри (P. Curie, 1895) при исследовании температурной зависимости уд. магн. восприимчивости газообразного кислорода и ряда др. парамагн. веществ. К. з. следуют: парамагн. газы ($O_2$ и NO); пары щелочных металлов; разбавленные растворы парамагн. солей; кристаллич. парамагн. соединения, в к-рых между магн. ионами расположены достаточно большие группы немагн. ионов или атомов (их присутствие делает взаимодействие между магн. ионами пренебрежимо малым), в этих веществах, кроме того, симметрия *внутрикристаллического поля* должна быть достаточно высокой, чтобы оказались исключёнными эффекты, связанные с «*замораживанием*» *орбитального момента*.

Теоретически ф-ла (1) была получена П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905), рассмотревшим задачу о намагничивании 1 моля газа из $N$ атомов (или молекул), обладающих магн. моментом $\mu_0$. При наложении магн. поля $H$ последнее стремится ориентировать моменты $\boldsymbol{\mu}_i$ параллельно $H$. Этому состоянию соответствует минимум потенц. энергии атомного магн. момента во внеш. поле $U_i=-\boldsymbol{\mu}_i\boldsymbol{H}=\mu_0H\cos\theta_i$, где $\theta_i$ — угол между векторами $\boldsymbol{\mu}_i$ и $\boldsymbol{H}$. Тепловое движение препятствует ориентации моментов. В соответствии с *Больцмана распределением* ср. значение проекции магн. момента на направление поля $H$

$$\langle\mu_H\rangle=(\mu_0/N)\sum_{i=1}^{N}\cos\theta_i\exp(U_i/kT). \qquad (2)$$

Замена в (2) суммирования интегрированием даёт для намагниченности $\boldsymbol{M}$ газа значение

$$M=N\langle\mu_H\rangle=N\mu_0L(x), \qquad (3)$$

где *Ланжевена функция* $L(x)=\mathrm{cth}\,x-1/x$, $x=\mu_0H/kT$. При не очень низких темп-рах и в не очень сильных магн. полях ($\mu_0H\ll kT$) значение $L(x)\approx x/3$ и (3) переходит в $M=(C/T)H$, что совпадает с ф-лой (1) при значении $C=N\mu_0^2/3k$.

ростью $v_e = v_ф$. Излучение такого электрона наз. черенковским (см. *Черенкова—Вавилова излучение*), а основанные на нём приборы соответственно относят к классу черенковских. По характеру группировки их наз. приборами типа «О» («осевое» движение) или приборами с инерционной группировкой, поскольку процесс этот может продолжаться и на участках свободного дрейфа электронов (см. *Клистрон*).

В ЛОВ поступат. движение электронов и поток энергии обратной эл.-магн. волны направлены навстречу друг другу, это приводит к образованию распределённой внутр. *обратной связи*. Поэтому при превышении электронным током $I$ нек-рого стартового значения $I > I_{ст}$ возникает автоколебат. режим даже при условии полного согласования входа и выхода замедляющей системы. Частота автоколебаний $f_а$ определяется условием фазового синхронизма (1) и, следовательно, зависит от величины скорости электронов $v_e$, к-рая, в свою очередь, определяется ускоряющим напряжением $U$, подаваемым на электронную пушку (электронная перестройка частоты). Для иллюстрации перестройки частоты на диаграмме $f - k/2\pi$ (рис. 3; $k$ — волновое число) приведены возможные дисперсионные характеристики обратной эл.-магн. волны (кривая *1*) и волн электронного ВЧ-тока в пучке (линии *2*); сплошные и пунктирные линии соответствуют разным $U$. Так как частота генерации $f_а$ определяется пересечением линий *1* и *2*, то при изменении $U$ изменяется и частота. Кривая *1* в области пересечения её с линиями *2* наклонена вниз ($df/dk < 0$), поскольку $v_{гр} < 0$. Каждой линии *2* соответствуют две волны электронного ВЧ-тока, одна из к-рых переносит «отрицат.» энергию (этим понятием пользуются, когда в целом положит. энергия пучка при возбуждении волны уменьшается). Взаимодействие волн с положит. и отрицат. энергиями, если одна из них обратная, приводит к возникновению *абсолютной неустойчивости*, что и является причиной существования автоколебат. режима в ЛОВ.

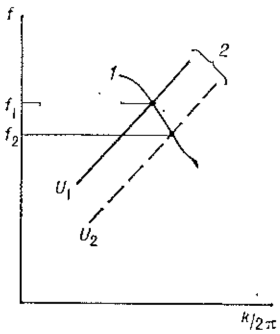



Рис. 3. Дисперсионные характеристики обратной электромагнитной волны *1* и высокочастотных электронных волн в пучке *2*.

ЛОВ — один из самых широкодиапазонных СВЧ-автогенераторов с электронной перестройкой частоты. Этим объясняется многообразное применение их в радиотехнич. и измерит. аппаратуре в качестве свип-генераторов, гетеродинов, быстроперестраиваемых задающих СВЧ-генераторов и т. д. При токе электронного пучка, меньшем стартового ($I < I_{ст}$), ЛОВ работает как узкополосный регенеративный усилитель, перестраиваемый напряжением $U$, что широко используется на практике. Если $I > (3 \div 4) I_{ст}$, то в ЛОВ возникает автомодулящ. режим — генерируется периодич. последовательность радиоимпульсов. Дальнейшее увеличение тока $I$ может привести к генерации последовательности уже не повторяющихся по форме импульсов.

Кроме ЛОВ типа «О» известны ЛОВ типа «М», ЛОВ МЦР, ЛОВ-убитрон, ЛОВ на аномальном эффекте Доплера, ЛОВ с плазменными электродинамич. системами и др. Их объединяет явление образования распределённой внутренней обратной связи, тогда как механизм индивидуального излучения электронов, а также их группировка могут различаться. Напр., в ЛОВ типа «М», как и в *магнетроне* (отсюда и назв. ЛОВ типа «М»), электроны движутся в скрещенных электрич. и магн. полях. Под действием синхронного ВЧ-поля электроны отдают ему свою потенц. энергию, перемещаясь в область с более высоким потенциалом. Работа ЛОВ МЦР (мазер на циклотронном резонансе в варианте ЛОВ) и ЛОВ-убитрон основана на тормозном излучении электронов, фазовое условие (1) при этом заменяется на

$$v_ф \left(1 - \frac{\Omega}{f}\right) \simeq v_e, \qquad (2)$$

где $\Omega$ — частота колебаний электронов в статич. полях. В (2) $v_ф$ может принимать и отрицат. значения, если $\Omega > f$, в этом случае обратной становится волна ВЧ-тока в пучке, а эл.-магн. волна — прямая $[(f/k)df/dk = v_{гр} v_ф / 4\pi^2 > 0]$, но распространяется навстречу пучку ($v_ф > 0$, $v_{гр} > 0$).

В 80-х гг. были разработаны ЛОВ типа «О», работающие в диапазоне частот 1—700 ГГц с мощностью до 10 Вт (в ДВ-части диапазона и монотонно уменьшающейся с увеличением частоты) и перестройкой частоты, превышающей октаву: $(f_{макс} - f_{мин})/f_{ср} > 0{,}67$. Освоен выпуск ЛОВ типа «М», работающих в диапазоне частот 0,5—20 ГГц, с выходной мощностью до 1 кВт и перестройкой до $^1/_3$ октавы. Кпд ЛОВ типа «О» обычно не превосходит неск. процентов, а ЛОВ типа «М» может превышать 50%. На лаб. макетах импульсных ЛОВ типа «О» с пучками релятивистских электронов была достигнута пиковая мощность выходного излучения ~1 ГВт при кпд 15%.

Первое достаточно полное и подробное описание явления генерации электронными пучками обратных волн дал С. Мильман (S. Millman) в 1950; общепринятое назв. для этого класса СВЧ-приборов предложили Р. Компфнер (R. Kompfner) и Н. Уильямс (N. Williams) в 1953. ЛОВ типа «М» и типа «О» с релятивистскими электронными пучками вследствие их конструктивных особенностей наз. иногда карцинотронами (от греч. carcinotron — рак, пятящийся назад).

*Лит.:* Лебедев И. В., Техника и приборы СВЧ, 2 изд., т. 2, М., 1972; Кукарин С. В., Электронные СВЧ приборы, 2 изд., М., 1981; Релятивистская высокочастотная электроника, [в. 1], Горький, 1979.

*И. Ф. Ковалёв.*

**ЛАНДАУ ДИАМАГНЕТИЗМ** — *диамагнетизм* системы подвижных носителей зарядов (напр., электронов проводимости в металлах). Предсказан Л. Д. Ландау в 1930. Л. д. представляет собой чисто квантовый эффект, обусловленный квантованием орбитального движения заряж. частиц в магн. поле (квантуется энергия движения в плоскости, перпендикулярной полю, см. *Ландау уровни*). Л. д. связан с тем, что при помещении заряж. частиц в магн. поле траектории свободного движения частиц искривляются и возникает добавочное магн. поле, противоположное внеш. полю, т. е. у системы заряж. частиц появляется добавочный диамагн. момент. Л. д. заметно проявляется при низких темп-рах (ниже темп-ры вырождения) и может наблюдаться в *вырожденном газе* свободных электронов и у электронов проводимости в металлах, полуметаллах и полупроводниках. В простейшей модели вырожденного газа электронов проводимости в твёрдом теле с квадратичным законом дисперсии $\varepsilon = p^2/2m^*$ ($\varepsilon$, $p$ и $m^*$ — энергия, импульс и эфф. масса электронов проводимости) диамагн. восприимчивость Ландау

$$\varkappa_Л = -(24\pi^2)^{-2/3} e^2 N^{1/3}/m^* c^2$$

($N$ — число электронов проводимости в единице объёма). В рамках такой модели

$$\varkappa_Л = -(1/3)\,(m_e/m^*)^2\, \varkappa_П,$$

где $\varkappa_П$ — восприимчивость, соответствующая *Паули парамагнетизму*, $m_e$ — масса электрона. В вырожденном газе свободных электронов, где $m^* = m_e$, $\varkappa_Л = -\varkappa_П/3$. Соответственно, в твёрдых телах, в к-рых $m^* \ll m_e$ (напр., в нек-рых полупроводниках), Л. д. превосходит парамагнетизм Паули и электронная магн. восприимчивость тела обусловлена в осн. Л. д. Точное вычисление Л. д. в реальных твёрдых телах затруднено сложным характером зонного движения квазичастиц, необходимостью учёта глубоких электронных состояний и т. д.

*Лит.:* Landau L., Diamagnetismus der Metalle, «Z. Phys.», 1930, Bd 64, S. 629; в рус. пер.: Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 47—55; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979. *А. Э. Мейерович.*

**ЛАНДАУ ЗАТУХАНИЕ** (бесстолкновительное затухание) — состоит в том, что волновое возмущение в плазме затухает по мере распространения, несмотря на отсутствие парных столкновений. Л. з. в равновесной плазме обусловлено резонансным поглощением энергии волны частицами, скорости к-рых в направлении распространения волны близки к её фазовой скорости $\boldsymbol{v}_\text{ф}=\omega/\boldsymbol{k}$ ($\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, $\omega$ — частота волны). Вследствие Л. з. амплитуда волны $E(t)$ убывает по экспоненциальному закону $E(t)\sim e^{\gamma_\text{Л} t}$, где $\gamma_\text{Л}$ — декремент Л. з. Для *ленгмюровских волн* $\gamma_\text{Л}$ определяется ф-лой

$$\gamma_\text{Л}=\frac{2\pi e^2}{mk^2}\,\omega\,\frac{\partial f}{\partial v},$$

где $e$, $m$ — заряд и масса резонансных частиц, $f(v)$ — ф-ция распределения частиц по скоростям (или их проекциям) в направлении распространения волны.

Строгое рассмотрение Л. з. возможно с помощью *кинетических уравнений* для плазмы, однако качественно физ. процессы, приводящие к Л. з., можно рассмотреть в идеализиров. ситуации, когда электрич. потенциал волны, с к-рой взаимодействуют частицы, имеет прямоуг. профиль. Частицы, скорости к-рых близки к фазовой скорости волны $|v-v_\text{ф}|\leqslant\sqrt{e\varphi_0/m}$ ($\varphi_0$ — амплитуда электрич. потенциала волны), меняют свою скорость при столкновении со стенками потенциальной ямы. При этом частицы, догоняющие волну ($v>v_\text{ф}$), при столкновении со стенкой тормозятся, а частицы, отстающие от волны ($v<v_\text{ф}$), при столкновении со стенкой ускоряются. Результирующий обмен энергией между волной и частицами определяется балансом передачи энергии первой и получения энергии второй группой частиц. Поэтому декремент Л. з. пропорционален градиенту ф-ции распределения резонансных частиц в точке $v=v_\text{ф}$. Для равновесной плазмы, имеющей максвелловское распределение частиц по скоростям, такой градиент отрицателен и обмен энергией между волной и резонансными частицами приводит к затуханию волны. Если градиент ф-ции распределения $\partial f/\partial v>0$, что соответствует наличию в плазме пучка частиц, движущихся со скоростью $v>v_\text{ф}$, то тот же механизм взаимодействия волн с частицами приводит к нарастанию амплитуды волны со временем (возникает т. н. пучковая неустойчивость). Основной нелинейный эффект в Л. з.— деформация ф-ции распределения резонансных частиц при их взаимодействии с волной. Эта деформация приводит к выравниванию числа частиц, движущихся быстрее и медленнее волны, и в плазме устанавливается волна пост. амплитуды. Для плазмы, помещённой в магн. поле, кроме Л. з. возможно также т. н. циклотронное затухание на частотах $\omega-n\omega_H$ ($n$ — целое число; $\omega_H$ — ларморовская частота).

*В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко.*

**ЛАНДАУ ТЕОРИЯ** фазовых переходов 2-го рода — общая теория, основанная на представлении о связи фазового перехода 2-го рода (ФП) с изменением группы симметрии физ. системы. Построена Л. Д. Ландау в 1937. Симметрия является качеств. характеристикой, она может измениться при бесконечно малом изменении состояния системы. Это означает, что ФП происходит при определ. значениях параметров (темп-ры, давления и т. п.). Возникновение упорядоченного (ферромагн., сегнетоэлектрич. и т. п.) состояния приводит к *спонтанному нарушению симметрии*, присущей системе в неупорядоч. состоянии. Для количественного описания степени нарушения симметрии в Л. т. вводят *параметр порядка* $\varphi$, линейно преобразующийся при преобразованиях из группы симметрии неупорядоч. фазы.

В Л. т. рассматривают термодинамич. потенциал (энергию Гиббса) $F(\varphi, A_i)$ для неравновесного значения параметра порядка $\varphi$ при заданных значениях термодинамич. параметров $A_i$ (темп-ры, давления и т. п.) и постулируют разложимость потенциала $F(\varphi, A_i)$ в ряд по степеням $\varphi$. Для выяснения вида особенностей термодинамич. ф-ций в Л. т. достаточно рассмотреть простейший случай скалярного параметра порядка $\varphi$, соответствующего группе симметрии $Z_2$. Эта группа содержит единств. нетривиальный элемент симметрии $\varphi\to-\varphi$. Термодинамич. потенциал имеет вид

$$F(\varphi)=F_0+V\,(a_2\varphi^2/2+a_4\varphi^4/4-h\varphi), \tag{1}$$

где $V$ — объём системы; коэф. $a_n$ являются ф-циями темп-ры $T$ и давления $P$; $h$ — внеш. поле. Равновесное значение $\varphi=\varphi_0$, определяемое условием $\partial F/\partial\varphi=0$, считается малым. ФП происходит при условии $a_2=0$, $a_4>0$. Ур-ния $a_2=0$, $h=0$ определяют линию на плоскости $P-T$ для однокомпонентной системы. Вблизи этой линии при фиксиров. значениях всех термодинамич. переменных, кроме $T$, величина $a_2$ приближённо представляется линейной ф-цией темп-ры: $a_2=a\tau$, где $\tau=(T/T_c)-1$, $a$ — постоянная, $T_c$ — темп-ра перехода. Зависимость $\varphi_0$ от $\tau$ имеет вид $\varphi_0=0$ при $\tau>0$; $\varphi_0=(a|\tau|/a_4)^{1/2}$ при $\tau<0$. Равновесное значение термодинамич. потенциала $F(\varphi_0)$ получается подстановкой $\varphi_0$ в (1), после чего можно получить поведение любых термодинамич. величин в окрестности $T_c$. Теплоёмкость $C$ изменяется в точке перехода скачком: $\Delta C=-a^2/2a_4T_c$. *Обобщённая восприимчивость* $\chi=(\partial\varphi_0/\partial h)_{h\to 0}$ обращается при $T=T_c$ в бесконечность: $\chi=(\alpha\tau)^{-1}$ при $T>T_c$; $\chi=(2\alpha|\tau|)^{-1}$ при $T<T_c$. *Критические показатели* в Л. т. имеют след. значения: $\alpha=0$, $\beta={}^1/_2$, $\gamma=1$, $\delta=3$, $\nu={}^1/_2$, $\eta=0$. Л. т. не обладает *масштабной инвариантностью*, поэтому нек-рые соотношения между критич. показателями, напр. $\alpha=2-d\nu$, $\delta=(d+2-\eta)/(d-2+\eta)$, не выполняются (здесь $d$ — размерность пространства). Л. т. является теорией *самосогласованного поля*, её можно получить из микроскопич. теории в предположении о большом радиусе действия сил между частицами, усредняя поле, действующее на данную частицу со стороны всех остальных.

Выше рассмотрено однородное во всём объёме упорядочение системы. Для учёта пространственных флуктуаций параметра порядка $\varphi(\boldsymbol{x})$ следует записать термодинамич. потенциал $F\{\varphi(\boldsymbol{x})\}$ как функционал медленно меняющейся в пространстве неравновесной конфигурации $\varphi(\boldsymbol{x})$:

$$F\{\varphi(x)\}=\int[c(\nabla\varphi)^2/2+a_2\varphi^2/2+a_4\varphi^4/4-h\varphi]\,dx+F_0. \tag{2}$$

Равновесная конфигурация $\varphi(\boldsymbol{x})$ определяется условием минимальности функционала (2):

$$\delta F/\delta\varphi=-c\nabla^2\varphi+a_2\varphi+a_4\varphi^3-h(x)+0.$$

При малых $h(\boldsymbol{x})$ этому условию удовлетворяет ф-ция $\varphi(\boldsymbol{x})=\varphi_0+\varphi_1(\boldsymbol{x})$, где $\varphi_0$ определено выше, а $\varphi_1(\boldsymbol{x})=\int G(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')h(\boldsymbol{x}')d\boldsymbol{x}'$, $G(\boldsymbol{x})$ — ф-ция Грина линейного оператора $L=-c\nabla^2+a_2+3a_4\varphi_0^2$. Корреляц. ф-ция тепловых флуктуаций $K(\boldsymbol{x})=\langle\varphi(0)\varphi(\boldsymbol{x})\rangle$ совпадает с $G$ с точностью до множителя и для случая $d=3$ описывается:

$$K(x)=TG(x)=T(4\pi cx)^{-1}\exp(-x/r_c),$$
$$r_c^2=c\chi=c/(a_2+3a_4\varphi_0^2),$$

это *Орнштейна — Цернике формула*. Величина $r_c$ имеет смысл корреляц. радиуса флуктуаций; $r_c$ неограниченно возрастает при $T\to T_c$. Гипотеза о разложимости $F(\varphi)$ в ряд справедлива до тех пор, пока флуктуации $\varphi_1$ в объёме $V\sim r_c^3$ малы по сравнению с характерной равновесной величиной $\varphi_0=(|a_2|/a_4)^{1/2}$; в противном подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, а жидкий $^4$He представляет собой квантовую бозе-жидкость. Полное теоретич. рассмотрение свойств бозе-жидкости — сложная нерешённая до сих пор задача. Как показал Н. Н. Боголюбов (1947), сверхтекучесть $^4$He может быть рассмотрена на модели слабо неидеального бозе-газа, в к-ром при понижении темп-ры происходит бозе-конденсация: накопление в одном квантовом состоянии с наинизшей энергией макроскопич. числа бозе-частиц. Именно наличие бозе-конденсата приводит к формированию спектра, удовлетворяющего критерию Ландау. Эксперимент показывает, что доля атомов $^4$He, находящихся в конденсате при $T=0$, составляет ок. 10%. Качественное согласие теории с наблюдаемым спектром элементарных возбуждений было достигнуто при учёте свойств волновой ф-ции осн. состояния (Р. Фейнман, 1953—54).

По совр. представлениям, критерий Ландау не является определяющим для решения вопроса о сверхтекучести квантовой жидкости. Имеются примеры сверхтекучих систем, где критерий Ландау заведомо нарушен (бесщелевые сверхпроводники, сверхтекучая А-фаза $^3$He). Фундаментальным свойством сверхтекучих систем является наличие сверхтекучего компонента — макроскопич. фракции жидкости, движение частиц к-рой когерентно (см. *Гелий жидкий*, *Сверхтекучесть*, *Когерентность*).

*Лит.:* Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 352—86; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Фейнман Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1975; Воловик Г. Е., Сверхтекучие свойства А-фазы He$^3$, «УФН», 1984, т. 143, с. 73.

*В. П. Минеев.*

**ЛАНДАУ УРОВНИ** — квантованные значения энергии заряж. частиц (электронов и др.), движущихся в плоскости, перпендикулярной магн. полю. Согласно классич. механике, движение частиц с массой $m$ и зарядом $e$ в плоскости, перпендикулярной магн. полю $\boldsymbol{H}$, представляет собой периодич. движение по окружности под действием *Лоренца силы* с круговой частотой $\omega_c=$ $=|e|H/mc$ (т. н. *циклотронной частотой*). В квантовой механике такому финитному движению по окружности соответствуют движения с квантованными значениями энергии: $\mathcal{E}_n=(n+{}^1/_2)\hbar\omega_c$ ($n$ — неотрицат. целое число). Это явление наз. орбитальным квантованием. Величина $|e|\hbar/mc$, характеризующая Л. у., равна $1{,}16\cdot10^{-8}$ эВ/Гс (если $e$ — заряд электрона) и $\mathcal{E}_n=1{,}16\cdot10^{-8}\cdot(n+{}^1/_2)H$ (эВ). *Волновая функция* $n$-го Л. у. свободной частицы (электрона) имеет вид

$$\psi_n=\pi^{-1/4}(2^n n!r_c)^{1/2}\exp\left\{\frac{i}{\hbar}(p_x x+p_z z)-\frac{(y-y_0)^2}{2r_c^2}\right\}\times$$
$$\times H_n\left(\frac{y-y_0}{r_c}\right),$$

где $p_x$, $p_z$ — $x$- и $z$-компоненты импульса частицы (ось $z$ выбрана вдоль направления поля $\boldsymbol{H}$), $H_n$ — полиномы Эрмита, $r_c^2=\hbar/m\omega_c$, а $y_0$ соответствует координате $y$ центра орбиты (окружности), по к-рой вращается частица в плоскости $xy$ при классич. описании движения в магн. поле (одновременно координаты $x$ и $y$ центра орбиты в квантовой механике задать нельзя). Каждый Л. у. с фиксированным $p_z$ имеет бесконечную кратность вырождения, что является следствием независимости энергии от положения центра орбиты; кратность вырождения конечна для системы, конечной в плоскости $xy$. Возможность наблюдения Л. у. определяется безразмерным параметром $\omega_c\tau$, где $\tau$ — время *релаксации*, задающее ширину (размытие) Л. у. (при $\omega_c\tau\gtrsim1$ столкновения электронов редки и преобладающее влияние на их движение оказывает магн. поле).

Существованием Л. у. объясняется диамагнетизм электронов проводимости в металлах и полупроводниках (*Ландау диамагнетизм*). Учёт Л. у. важен при рассмотрении систем заряж. частиц в магн. поле в разл. задачах физики плазмы, физики твёрдого тела (напр., *де Хааза — ван Альфена эффект*, *Лифшица — Онсагера квантование*), астрофизики.

*Лит.:* Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979.

*А. Э. Мейерович.*

**ЛАНДАУ — ЛИФШИЦА УРАВНЕНИЕ** — макроскопич. ур-ние бездиссипативного движения вектора *намагниченности* ферромагнетика в магн. поле (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, 1935). Л.— Л. у. имеет вид

$$\dot{\boldsymbol{M}}=-\gamma[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}_{эф}], \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)$ — намагниченность единицы объёма ферромагнетика (ФМ), $\gamma$ — *магнитомеханическое отношение*, $\boldsymbol{H}_{эф}(\boldsymbol{r},t)$ — эфф. магн. поле, определяемое как функциональная производная свободной энергии $F(\boldsymbol{M}, \partial\boldsymbol{M}/\partial x_i)$ ФМ по намагниченности:

$$\boldsymbol{H}_{эф}=-\frac{\delta F}{\delta\boldsymbol{M}}=-\frac{\partial F}{\partial\boldsymbol{M}}+\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial F}{\partial(\partial\boldsymbol{M}/\partial x_i)}. \qquad (2)$$

Если учитывать только *обменное взаимодействие* и энергию *магнитной анизотропии*, то свободная энергия $F$ единицы объёма неоднородно намагниченного ФМ

$$F\left(\boldsymbol{M},\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right)=\frac{1}{2}\alpha_{ik}\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial x_i}\frac{\partial\boldsymbol{M}}{\partial x_k}+w_a(\boldsymbol{M})+$$
$$+\varphi(M^2)-(\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}), \qquad (3)$$

где первое слагаемое учитывает вклад обменного взаимодействия, второе — магн. анизотропии; $\varphi$ — ф-ция, обусловленная в осн. обменным взаимодействием; последнее слагаемое — энергия зеемановского взаимодействия с внеш. полем.

При этом $\boldsymbol{H}_{эф}$ с точностью до несущественных слагаемых, направленных вдоль $\boldsymbol{M}$, равно

$$\boldsymbol{H}_{эф}=\boldsymbol{H}+\alpha_{ik}\frac{\partial^2\boldsymbol{M}}{\partial x_i\partial x_k}-\frac{\partial w_a(\boldsymbol{M})}{\partial\boldsymbol{M}}. \qquad (4)$$

Л.— Л. у. отражает факт сохранения макроскопич. намагниченности при динамич. процессах в ФМ, ферромагнетизм к-рых обусловлен обменным взаимодействием. Л.— Л. у. применяется, напр., при теоретич. рассмотрении *доменной стенки динамики* и *ферромагнитного резонанса*.

Л.— Л. у. показывает, что вектор $\boldsymbol{M}$ под действием момента $[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}_{эф}]$ прецессирует, т. е. в ФМ могут распространяться низкочастотные *спиновые волны*. В изотропном ФМ ($w_a=0$, $\alpha_{ik}=\alpha\delta_{ik}$, где $\delta_{ik}$ — *Кронекера символ*) спектр таких спиновых волн имеет квадратичную зависимость от волнового вектора: $\omega=\gamma(H+\alpha M_0k^2)$, где $\omega$ и $k$ — частота и волновой вектор колебаний, $\boldsymbol{M}_0$ — равновесная намагниченность вдоль внеш. магн. поля.

Точное ур-ние движения вектора $\boldsymbol{M}$ должно учитывать, в отличие от ф-л (1)—(4), также наличие *размагничивающего фактора* и эффекты (обычно слабые), обусловленные *диполь-дипольным взаимодействием*.

Для описания процесса диссипации (приближения $\boldsymbol{M}$ к его равновесному направлению, совпадающему с направлением $\boldsymbol{H}_{эф}$) в правую часть (1) дополнительно вводят выражение $\boldsymbol{R}$, записываемое либо в представлении Ландау — Лифшица (с одним диссипативным коэф. $\beta$)

$$\boldsymbol{R}=\beta[\boldsymbol{M}\dot{\boldsymbol{M}}], \qquad (5)$$

либо в представлении Блоха — Бломбергена (учитывающем различие времён продольной и поперечной спиновой релаксации $T_1$ и $T_2$)

$$\boldsymbol{R}=-\frac{1}{T_1}\{\boldsymbol{M}-\boldsymbol{e}(\boldsymbol{e}\boldsymbol{M})\}-\frac{1}{T_2}\{\boldsymbol{e}(\boldsymbol{e}\boldsymbol{M})-\boldsymbol{M}_0\}, \qquad (6)$$

где $\boldsymbol{e}=\boldsymbol{M}_0/M_0$ — единичный вектор вдоль направления равновесного магн. момента $\boldsymbol{M}_0$. Представления (5) и (6) принципиально различны: в случае (5) магн. релаксация происходит с сохранением полного магн. момента тела, а в случае (6) это обычно не так. Если компоненты магн. момента релаксируют синхронно, без отставания друг от друга, то следует предпочесть выражение (5). Ф-ла (6) предпочтительнее в условиях, когда, как правило, релаксация продольного компонента протекает заметно медленнее, чем поперечного. Ур-ние типа (1) с диссипативным членом (6) наз. ур-нием Блоха (F. Bloch, 1946).

Л.— Л. у. применимо не только к ФМ, но также к парамагнетикам и в теории ядерного магнетизма (см. *Ядерный магнитный резонанс*).

*Лит.:* Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В., Спиновые волны, М., 1967; Ландау Л. Д., Собр. трудов, т. 1, М., 1969, с. 128—43; Уайт Р. М., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., М., 1972; Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983.

*А. Э. Мейсрович.*

**ЛАНДЕ́ МНО́ЖИТЕЛЬ** ($g$-фактор, фактор магнитного расщепления) — множитель в ф-ле для расщепления уровней энергии атома в магн. поле, определяющий масштаб расщепления в единицах $\mu_Б H$ ($\mu_Б$ — магнетон Бора, $H$ — напряжённость магн. поля, см. *Зеемана эффект*). Введён А. Ланде (A. Landé) в 1921.

Л. м. для заданного уровня энергии зависит от характеризующих уровень квантовых чисел и в случае нормальной связи (см. *Атомные спектры*) выражается ф-лой Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)},$$

где $L$, $S$ и $J$ — квантовые числа, определяющие соответственно величины квадратов полного орбитального, полного спинового и результирующего моментов атома. Для чисто орбитального момента ($S=0$, $L=J$) Л. м. равен 1, для чисто спинового момента ($L=0$, $J=S$) он равен 2. В общем случае Л. м. может принимать как значения между 1 и 2, так и значения меньше 1 (в т. ч. отрицательные) и больше 2.

Наряду с атомным Л. м. вводят ядерный Л. м. (ядерный $g$-фактор), определяющий масштаб расщепления уровней энергии, связанного с магн. моментами атомных ядер. Ядерный Л. м. обусловливает масштаб расщепления в единицах $\mu_я H$ ($\mu_я$ — ядерный магнетон).

*М. А. Ельяшевич.*

**ЛАНЖЕВЕ́НА УРАВНЕ́НИЕ** — ур-ние движения макроскопич. тела, взаимодействующего с частицами термостата; их влияние учитывают при помощи согласованного включения в ур-ние силы трения и случайной внеш. силы. Если без учёта взаимодействия с термостатом ур-ние движения имело вид

$$m d^2\boldsymbol{r}/dt^2 + \text{grad}\, U(\boldsymbol{r},\ t) = 0,$$

где $m$ — масса частицы, $U$ — потенц. энергия, то соответствующее Л. у. принимает форму

$$m d^2\boldsymbol{r}/dt^2 + h\, d\boldsymbol{r}/dt + \text{grad}\, U(\boldsymbol{r},\ t) = \boldsymbol{F}(t).$$

Здесь $h d\boldsymbol{r}/dt$ — пропорциональная скорости $\boldsymbol{v} = d\boldsymbol{r}/dt$ сила трения, а $\boldsymbol{F}(t)$ — случайная сила. Последняя обусловлена одноврем. воздействием на тело большого числа частиц термостата, поэтому с большой точностью её можно считать нормально распределённой (см. *Гаусса распределение*). Ср. значение силы равно нулю, а *корреляционная функция* $\langle F_i(t_1) F_j(t_2)\rangle = B_{ij}(t_1 - t_2)$ зависит лишь от $\tau = t_1 - t_2$. Если время корреляции $\tau_к$ внеш. силы, совпадающее по порядку величины со временем одного соударения, $\tau_к \ll m/h$, то во всех соотношениях, содержащих лишь интегралы от корреляц. ф-ции, её можно считать пропорциональной $\delta$-функции: $B_{ij}(\tau) = 2B\delta_{ij}\delta(\tau)$.

Величина $B$ связана с коэф. трения $h$, т. к. и трение и внеш. сила обусловлены взаимодействием тела с термостатом. Эту связь легче всего установить для свободного движения, $U=0$, тогда при $t \gg m/h$ имеют место соотношения

$$\langle v^2(t)\rangle = 3B/mh, \quad \langle r^2(t)\rangle = 6Bt/h^2.$$

Из теоремы о равнораспределении энергии по степеням свободы следует, что $\langle v^2(t)\rangle = 3kT/m$, где $T$ — абс. темп-ра, откуда $B = kTh$.

Это соотношение между интенсивностью случайной силы и коэф. трения является частным случаем *флуктуационно-диссипативной теоремы*. Ф-ла для $\langle r^2\rangle$ соответствует закону *диффузии* $\langle r^2(t)\rangle = 6Dt$, откуда получаются связь $B = Dh^2$ между $B$, $h$ и коэф. диффузии $D$, а также **соотношение Эйнштейна** $hD = kT$ между коэф. трения и коэф. диффузии.

Напр., при медленном равномерном движении сферич. частицы радиуса $a$ в вязкой жидкости с коэф. динамич. вязкости $\eta$ имеет место ф-ла Стокса $h = 6\pi a\eta$. Тогда для коэф. диффузии этой частицы получаем ф-лу $D = kT/6\pi a\eta$.

Л. у. получено П. Ланжевеном (P. Langevin) в 1908 в теории *броуновского движения*, его используют для описания случайного воздействия на разл. динамич. системы, в кинетике фазовых переходов и др.

*Лит.:* Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982.

*В. И. Татарский.*

**ЛАНЖЕВЕ́НА ФУ́НКЦИЯ** — $L(x) = \text{cth}\, x - x^{-1}$; представляет собой больцмановское статистич. среднее величины $\cos\vartheta$, где $\vartheta$ — угол между вектором магн. момента $\boldsymbol{m}$ или электрич. дипольного момента $\boldsymbol{p}$ и внеш. полем (магн. $\boldsymbol{H}$ или электрич. $\boldsymbol{E}$).

$$L(x) = \overline{\cos\vartheta} = \int \exp(x\cos\vartheta)\cos\vartheta\, d\Omega \Big/ \int \exp(x\cos\vartheta)\, d\Omega, \tag{1}$$

где $x = -V/kT$, $V = -\boldsymbol{m}\boldsymbol{H}$ (или $V = -\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}$) — потенц. энергия, $T$ — темп-ра, $d\Omega = \sin\vartheta\, d\varphi\, d\vartheta$ — элемент телесного угла. Введена П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905) при вычислении *магнитной восприимчивости* парамагнетиков, а затем применена П. Дебаем (P. Debye) в теории поляризуемости диэлектриков.

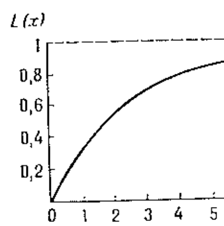



**Рис. 1.** График функции Ланжевена $L(x)$.

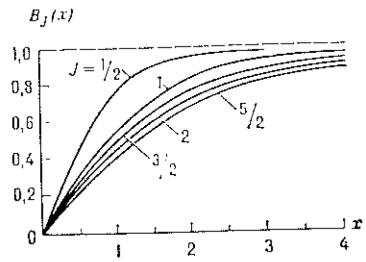



**Рис. 2.** График функции Бриллюэна $B_J(x)$.

$L(x)$ — классич. аналог **функции Бриллюэна** $B_J(x)$, получающейся при вычислении тех же величин в квантовой статистике:

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J}\,\text{cth}\,\frac{2J+1}{2J}\,x - \frac{1}{2J}\,\text{cth}\,\frac{1}{2J}\,x, \tag{2}$$

где $J$ — полный квантовый момент кол-ва движения с $(2J+1)$ значениями проекции. При $J \to \infty$ (классич. предел) ф-ла (2) переходит в (1).

Ур-ние для *намагниченности* $\boldsymbol{M}$ (или вектора поляризации) записывается с помощью (1) в виде

$$\boldsymbol{M} = N m L(x) \tag{3}$$

($N$ — число магн. атомов в образце).

В слабых полях $x \ll 1$, $L(x) \approx x/3$, следовательно, $M = Nm^2H/3kT$.

Ф-лу (3) применяют и в случае ферромагнетиков (в приближении молекулярного поля $\boldsymbol{H}^* = \lambda\boldsymbol{M}$). При этом в выражение $x = mH/kT$ вместо $H$ следует представить $H + H^*$, что даёт ур-ние намагниченности ферромагнетика (см. *Среднего поля приближение*).

*Лит.:* Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 2, М., 1979.

*Ю. П. Ирхин.*

**ЛАНЖЕВЕ́НА — ДЕБА́Я ФО́РМУЛА** — выражает зависимость диэлектрич. проницаемости $\varepsilon$ полярного диэлектрика от дипольного электрич. момента $p$ составляющих его молекул. Л.—Д. ф. является обобщеследует Л. у.:

$$\frac{\partial f}{\partial t}=\sum_i\left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\frac{\partial f}{\partial p_i}-\frac{\partial H}{\partial p_i}\frac{\partial f}{\partial q_i}\right)=\{H,\ f\},\qquad(1)$$

где $(H,\ f)$ — *Пуассона скобка*, $H$ — ф-ция Гамильтона.

Из постоянства ф-ции распределения $f$ вдоль фазовых траекторий можно сделать важный для статистич. физики вывод, что $f$ в случае статистич. равновесия зависит лишь от интегралов движения системы.

В квантовой статистич. механике система описывается статистич. оператором (матрицей плотности) $\rho$, к-рый удовлетворяет квантовому Л. у.:

$$i\hbar\,\frac{\partial\rho}{\partial t}=[H,\ \rho],\qquad(2)$$

где квадратная скобка обозначает коммутатор операторов $H$ и $\rho$, т. е. $[H,\ \rho]=H\rho-\rho H$, $H$ — оператор Гамильтона, $[H,\ \rho]/i\hbar$ — квантовая скобка Пуассона, $\hbar$ — постоянная Планка. Ур-ние (2) является квантовым аналогом классич. Л. у. (1). Стационарным равновесным решением Л. у. является произвольная ф-ция от $H$, вид к-рой определяется типом *статистического ансамбля* Гиббса. Неравновесные ф-ции распределения статистич. систем находятся как решения Л. у., зависящие от параметров, к-рые описывают неравновесное состояние.

*Лит.* см. при ст. *Статистическая физика*. *Д. Н. Зубарев.*

**ЛИФШИЦА — ОНСАГЕРА КВАНТОВАНИЕ** — обобщение правила орбитального квантования электронов в магн. поле (см. *Ландау уровни*) для случая произвольного закона дисперсии носителей заряда в металлах. В металле для электронов, находящихся вблизи *ферми-поверхности*, значения энергии уровней Ландау $\mathcal{E}_n\sim$ $\sim\mathcal{E}_F$($\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми) намного превосходит характерное расстояние между ними $\hbar\omega_c$ ($\omega_c=eH/m^*c$ — *циклотронная частота*, $e$ и $m^*$ — заряд и эфф. масса носителей). Обычно в металлах в поле $H\sim10^4$ Э отношение $\mathcal{E}_F/\hbar\omega_c\sim10^4$. Поэтому в металлах орбитальное квантование описывается квазиклассически, а уровни Ландау характеризуются высокими квантовыми числами ($n\sim10^4$). При этом разность соседних разрешённых уровней Ландау $\Delta\mathcal{E}_n=\mathcal{E}_n-\mathcal{E}_{n-1}$ для носителей с фиксированной проекцией $k_H$ волнового вектора $k$ на направление $\boldsymbol{H}$ определяется периодом $T_n$ движения по соответствующей (замкнутой) орбите (в импульсном пространстве) на поверхности Ферми: $\Delta\mathcal{E}_n(k_H)=$ $=2\pi\hbar/T(\mathcal{E})$. Очевидно, что период движения по орбите с фиксированной энергией $T(\mathcal{E})$ на поверхности Ферми определяется площадью сечения $S(\mathcal{E})$ поверхности Ферми данной орбитой $T(\mathcal{E})=(c/eH)(\partial S/\partial\mathcal{E})$. Т. к. движение частицы квазиклассично $\Delta\mathcal{E}\ll\mathcal{E}_n$, то $\partial S_n/\partial\mathcal{E}_n=(S_{n+1}-S_n)/(\mathcal{E}_{n+1}-\mathcal{E}_n)$ и условие орбитального квантования для электронов в металле фактически задаёт изменение площади, охватываемой орбитой в импульсном пространстве, при переходе с одной орбиты на другую: $\Delta S=S_{n+1}-S_n=2\pi e\hbar H/c$. Это условие означает, что Л.—О. к. является фактически квантованием площадей $S_n=(2\pi e\hbar H/c)(n+\gamma)$, где безразмерная величина $\gamma(k_H)$ в простейших случаях близка к $^1/_2$.

Л.—О. к. лежит в основе нек-рых эксперим. методик определения формы и структуры *ферми-поверхностей*. С помощью Л.—О. к. объясняются разл. осцилляционные эффекты в металлах в магнитном поле, напр. *де Хааза—ван Альфена эффект* (см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*). Теория Л.—О. к. построена независимо И. М. Лифшицем и Л. Онсагером (L. Onsager) в 1952.

*Лит.:* Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., Электронная теория металлов, М., 1971; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987. *А. Э. Мейерович.*

**ЛИХТЕНБЕРГА ФИГУРЫ** — картины распределения искровых каналов, стелющихся по поверхности твёрдого диэлектрика при т. н. *скользящем разряде*. Впервые наблюдались Г. К. Лихтенбергом (G. Ch. Lichtenberg) в 1777.

**ЛИ — ЯНГА ТЕОРЕМА** — теорема о распределении нулей большой статистич. суммы для ферромагн. *Изинга модели* $Z(w)=\sum_{n=0}^{N}w^nZ_n$, где $w=\exp(-2\mu H/kT)$, $H$ — напряжённость магн. поля, $\mu$ — магн. момент, $Z_n$ — статистич. сумма с заданным полным магн. моментом $M=\mu n$. Согласно Л.—Я. т., все нули полинома $Z(w)$ расположены на единичной окружности $|w|=1$ в комплексной плоскости $w$. Доказана Ли (Lee Tsung Dao) и Янгом (Yang Chen Ning) в 1952 для модели Изинга произвольной размерности, а также для эквивалентной ей модели решёточного газа. В термодинамич. пределе ($N\to\infty$) нули $Z(w)$ непрерывно заполняют окружность $|w|=1$, за исключением (при темп-ре $T$ выше темп-ры $T_c$ фазового перехода) нек-рой окрестности (лакуны) вокруг точки $w=1$. При $T\to T_c$ лакуна сужается, и при $T\leqslant T_c$ нули заполняют всю единичную окружность, что означает появление сингулярности свободной энергии $F=-kT\ln Z$ как ф-ции $H$ при $H=0$. Вблизи края лакуны плотность распределения нулей $\rho(w)$ имеет степенную сингулярность. Соответствующие показатели при $T\to T_c$ связаны с *критическими показателями* (индексами) для фазового перехода в модели Изинга. Для точно решаемой двумерной модели Изинга плотность нулей $\rho(w)$ удаётся вычислить.

Впоследствии Л.—Я. т. была доказана также для др. статистич. моделей, в частности для сферич. ферромагнетика.

*Лит.:* Lee T. D., Yang C. N., Statistical theory of equations of state and phase transitions I—II, «Phys. Rev.», 1952, v. 87, p. 404, 410; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966. *М. В. Фейгельман.*

**ЛОБОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ** — то же, что *аэродинамическое сопротивление*.

**ЛОГИЧЕСКИЕ СХЕМЫ** — физ. устройства, реализующие функции матем. логики. Л. с. подразделяют на 2 класса: **комбинационные** схемы (Л. с. без памяти) и **последовательностные** схемы (Л. с. с памятью). Л. с. являются основой любых систем (различных назначений и физ. природы) обработки дискретной информации. Л. с. может быть представлена в виде многополюсника (рис. 1), на к-рый поступает $n$ входных сигналов и с к-рого снимается $m$ выходных сигналов. При этом как независимые (**логические**) переменные $X_1,\ \ldots,\ X_n$, так и ф-ции $Y_1,\ \ldots,\ Y_n$, также наз. логическими, могут принимать к.-л. значения только из одного и того же конечного множества значений.

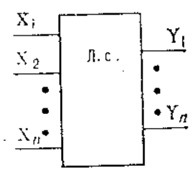



Рис. 1.

Наиб. распространены т. н. двоичные Л. с., для к-рых всё множество сигналов ограничено двумя значениями, отмечаемыми символами 1 и 0 и подчиняющимися условию: $a=1$, если $a\neq0$, и $a=0$, если $a=1$. Для представления чисел с помощью двоичных переменных 0 и 1 чаще всего применяют т. н. позиционный двоичный код, в к-ром разряды двоичного числа расставлены по степеням числа 2:

$$X_n\cdot2^n+\ldots+X_2\cdot2^2+X_1\cdot2^1+X_0\cdot2^0.$$

Напр., двоичное число $1101_2=1\cdot8+1\cdot4+0\cdot2+1\cdot1=13$. Поэтому при описании работы Л. с. необходимо различать, выступает данный сигнал в качестве числа или в качестве логич. переменной.

Для описания работы Л. с. используют табличный или аналитич. способы. В первом случае строят т. н. **таблицу истинности**, в к-рой приводятся все возможные сочетания входных сигналов (аргументов) и соответствующие им значения выходных сигналов (логич. ф-ций). В двоичной логике число разл. сочетаний из $n$ аргументов равно $2^n$, а число логиче-